Phys. Lab

APR 21 1925
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.20, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen ede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.30, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 5. 1. März 1925. No. 681. Printed in Germany. 26. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Geffcken, Zündspannung und Stabilität der intermittierenden Glimmentladung.

A. Lambertz, Die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.

F. J. v. Wiśniewski, Die *s*-Terme.

J. Dejmek, Über ein Nomogramm zur Darstellung der Längen- und Zeitenverhältnisse in der speziellen Relativitätstheorie.

B. Gutenberg, Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau.

A. Goetz, Über den Zusammenhang zwischen Thermokräften und Raumgitter bei reinem Eisen.

Besprechungen:

H. Kleinert, Die Prüfungsmöglichkeiten der Einsteinschen Relativitätstheorie.

Tagesereignisse. Personalien.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Spindler & Hoyer G. m. b. H.

Mechanische und optische Werkstätten

Göttingen 3.

Apparate für luftelektrische
und radioaktive Messungen
Erdbebenregistrierapparate
Normalbatterien
Kondensatoren
Mikrowage
Quarzfadenelektroskop
nach Wiechert
(siehe Abbildung).

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

Mit einer Beilage von L. W. Seidel & Sohn in Wien betreffend: Enzyklopädie der Mechanik von Alfred Lechner.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 5. 1. März 1925. Redaktionsschluß für No. 7 am 10. März 1925. 26. Jahrgang.

INHALT

Originalmitteilungen:

H. Geffcken, Zündspannung und Stabilität der intermittierenden Glimmentladung. S. 241.

A. Lambertz, Die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe. S. 254.

F. J. v. Wiśniewski, Die s-Terme. S. 255.

J. Dejmek, Über ein Nomogramm zur Darstellung der Längen- und Zeitenverhältnisse in der speziellen Relativitätstheorie. S. 256.

B. Gutenberg, Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau. S. 258.

A. Goetz, Über den Zusammenhang zwischen Thermokräften und Raumgitter bei reinem Eisen. S. 260.

Besprechungen:

H. Kleinert, Die Prüfungsmöglichkeiten der Einsteinschen Relativitätstheorie. S. 264.

Tagesereignisse. S. 264.

Personalien. S. 264.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zündspannung und Stabilität der intermittierenden Glimmentladung.

(Leipziger Dissertation.)

Von H. Geffcken.

Einleitung.

Die intermittierende Glimmentladung ist nach ihrer Entdeckung durch Gasssiot (1) verschiedentlich untersucht worden. Zu erwähnen ist vor allem Hittorf (2), welcher erkannte, daß es sich um eine allmähliche Aufladung der Zuleitungs- und Röhrenkapazität und darauf folgende rasche Entladung dieser Kapazität durch die Glimmstrecke handelt. Er erweiterte daher die Anordnung zu der bekannten, bisher maßgebend gebliebenen Schaltung, welche in Fig. 1

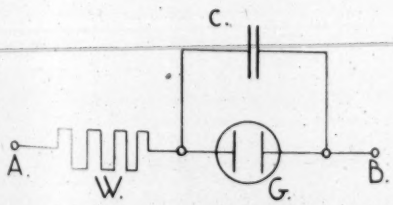


Fig. 1.

wiedergegeben ist. In dieser Schaltung liegt vor der Glimmstrecke G ein hoher Ohmscher Widerstand W, und parallel zu ihr ein Kondensator C. An die Klemmen A und B ist eine Stromquelle angeschlossen, deren Spannung über der Zündspannung der Glimmstrecke G liegt.

Hittorf zeigte, daß die Frequenz der Intermittenzen mit abnehmender Kapazität C und abnehmendem Widerstande W wuchs. G. Wiedemann (3) wies nach, daß in den Grenzen seiner Beobachtungsgenauigkeit mit jeder Partialentladung die gleiche Elektrizitätsmenge durch die Entladungsstrecke floß, so daß die Frequenz der Entladungen bei gleich bleibender Kapazität direkt proportional der in der Zeiteinheit zugeführten Elektrizitätsmenge gesetzt werden konnte. 1902 hat Righi (4) eingehende Formeln über die Abhängigkeit der Frequenz von Kapazität, Vorschaltwiderstand, angelegter Spannung und den Konstanten der Röhre entwickelt. Diese Formeln sind 1922 von Schallreuther (5) geprüft und als mit den Messungen übereinstimmend befunden worden.

Der Strom-Spannungsverlauf der einzelnen Entladung ist mit dem Braunschen Oszillographen von Wertheimer (6) untersucht worden. Infolge der außerordentlichen Schwierigkeit dieser Beobachtungsmethode konnten die aufgenommenen Kurven nur grob orientierende Resultate ergeben.

Über die Vorbedingungen für das Zustandekommen der Glimmlichtschwingungen sind zuerst von W. Kaufmann (7) Aussagen gemacht worden. Er wies theoretisch nach, daß Intermittenzen nur bei fallender Charakteristik möglich sind. Daß dies gleichbedeutend mit dem Vorhandensein eines noch normalen Kathodenfalles des entsprechenden kontinuierlichen Glimmlichtes ist, zeigte später Herweg (8).

Ziel der vorliegenden Untersuchung war, Klarheit über die Stabilität der Glimmlicht-

schwingung zu gewinnen. Der Versuch zeigt nämlich, daß durchaus nicht im gesamten Gebiet der fallenden Charakteristik ohne weiteres Schwingungen erzielt werden können. Vielmehr springt die Entladung oft schon bei Stromstärken, die wesentlich tiefer als der Beginn des Ansteigens der Charakteristik liegen, vom intermittierenden in das gewöhnliche kontinuierliche Glimmlicht um. Der Grund hierfür wurde darin gesucht, daß die von der Entladung erzeugte Ionenmasse nach dem Verlöschen einer Partialentladung nicht rasch genug verschwindet, um die Entladungsstrecke bis zum Einsetzen der nächsten Partialentladung wieder in den jungfräulichen Zustand zu versetzen. Da es bekannt ist, daß man durch künstliche Ionisation einer Glimmstrecke deren Zündspannung herabsetzen kann (vgl. z. B. Zehnder [9]), ist demnach ein mit wachsender Frequenz zunehmend steiles Absinken der Zündspannung, welches schließlich zum Abreißen der intermittierenden Entladung führt, zu erwarten. Demgemäß wurde in der vorliegenden Untersuchung die Spitzenspannung des intermittierenden Glimmlichtes in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern aufgenommen.

Die Versuchsanordnung.

a) Vorbemerkungen.

In der bekannten Arbeit über unstetige Entladungszustände in Gas stellt W. Kaufmann (7) für ein Aggregat, das aus einer Stromquelle, einer Gasentladungsstrecke und einem Vorschaltwiderstand besteht (Fig. 1) folgende Überlegung an:

Es sei die Strom-Spannungscharakteristik einer Entladungsstrecke durch die empirische Kurve

$$E = f(i) \tag{1}$$

gegeben. Bezeichnet man mit E_0 die Spannung der Stromquelle und mit W den Vorschaltwiderstand, so gilt offenbar für ein bestimmtes Wertepaar dieser Gleichung I_1, E_1:

$$E_0 - I_1 W = E_1 = f(I_1). \tag{2}$$

Dieser Gleichung genügen beliebig viele Wertepaare von E_0 und W. Trägt man in einem rechtwinkligen Koordinatensystem I als Abszisse und E als Ordinate auf und zeichnet in das System die Entladungscharakteristik ein, so findet man ein zu I_1-gehöriges E_0 und W, indem man durch den zugehörigen Punkt der Charakteristik eine beliebige Gerade g zieht, welche die Ordinatenachse in E_0 schneidet (Fig. 2). Es ist dann

$$W = \frac{(E_0 - E_1)}{I_1} = \operatorname{tg} \beta, \tag{3}$$

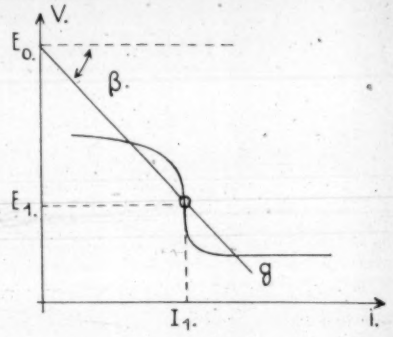


Fig. 2.

wenn β der Neigungswinkel der Graden g ist. Wird, wie dies praktisch im allgemeinen der Fall ist, die Stromänderung durch Variieren von W hervorgerufen, so kann dies durch Änderung des Neigungswinkels β dargestellt werden.

Man übersieht sofort, daß es für verschiedene Neigungswinkel der Geraden g mehr als einen Schnittpunkt mit der Charakteristik gibt. Bei diesen Werten wird ein Umspringen der Entladung infolge der äußeren Schaltungsverhältnisse auch dann erfolgen können, wenn die eigentliche Entladung in sich nicht den Grund zu einer Labilität trägt. Ferner werden sich gewisse Gebiete der Charakteristik entweder gar nicht, oder nur unter Verwendung hoher Überspannungen und dementsprechend großer Widerstände verifizieren lassen, da nur dann die Lösungsgeraden g der Gleichung (3) eine genügende Steilheit besitzen, um die Charakteristik nur in einem Punkte zu schneiden.

Da die vorliegende Arbeit sich insbesondere mit Übergangsgebieten befassen sollte, wurde zunächst nach einer günstigeren Möglichkeit zur Aufnahme von Entladungscharakteristiken gesucht.

Eine solche Möglichkeit fand sich auf eine Anregung von Herrn H. Richter darin, daß die Glimmstrecke statt mit einem Ohmschen Widerstand mit einer Glühkathodenröhre in Reihe gelegt wurde. Der durch eine solche Röhre fließende Strom kann bei geeigneter Bauart zwischen beliebig kleinen und den höchsten zur Messung erforderlichen Stromstärken durch einfache Regulierung der Kathodenheizung variiert werden. In seiner Eigenschaft als Sättigungsstrom ist er von einer gewissen Anodenspannung ab weitgehend unabhängig von Schwankungen der angelegten Spannung. Arbeitet man demnach mit einer passenden

Überspannung, so ist es möglich, durch Veränderung der Heizstromstärke der Röhre die gesamte Entladungscharakteristik der Glimmstrecke zu durchlaufen, ohne daß Unstetigkeiten auftreten können, welche nicht allein in der Glimmstrecke ihre Ursache haben. Der Verwendung des Spannungsparameters, wie sie bei E. Reiche (10) und H. Oelkers (11) erfolgte, ist die vorliegende Methode überlegen, da im Gegensatz zum Spannungsparameter der Stromparameter — von zeitlichen Einflüssen (Hysterese) abgesehen — eindeutig ist (vgl. Fig. 5). Außerdem zeichnet sich die Verwendung der Glühkathodenröhre sowohl durch Einfachheit der experimentellen Handhabung als durch Übersichtlichkeit der theoretischen Betrachtung aus. Sie ist naturgemäß nicht nur auf die vorliegende Problemstellung oder die Untersuchung von Glimmentladungen beschränkt, sondern kann bei der Aufnahme jeder Entladungscharakteristik Vorteile bieten.

b) Die Schaltung.

Die für die Messungen der vorliegenden Untersuchung verwendete Schaltung ist in Fig. 3 wiedergegeben. Von einer 1000-Volt-Spannungsquelle ist der positive Pol geerdet. Der negative Pol liegt an der Kathode einer Elektronenröhre R, welche von einer isolierten Batterie über den veränderlichen Widerstand W geheizt wird. Gitter und Anode der Röhre sind miteinander verbunden und führen den Elektronenstrom an den negativen Pol der Glimmstrecke G. In der positiven (geerdeten) Zuleitung der Glimmstrecke liegt das Galvanometer I (Widerstand je nach Meßbereich 1 bis 100 Ohm) und das Telephon T (Widerstand 200 Ohm). Die Spannungsmessung erfolgt durch ein statisches Elektrometer E, welches entweder nach Schließung des Schalters A parallel zur Glimmstrecke G liegt, oder nach Öffnen von A über das Ventil V — wieder eine kleine Elektronenröhre — seine Aufladung erhält. Durch diese Maßnahme erhält man am Elektrometer die an der Glimmstrecke auftretenden Spitzenspannungen, d. h. bei intermittierender Entladung die Zündspannung der einzelnen Partialentladung. Um ein Folgen des Elektrometers gegenüber langsamen Änderungen der Spitzenspannungen zu ermöglichen, war das an sich extrem isolierte Instrument durch einen Widerstand W in der Größenordnung von $10^{10}\ \Omega$ überbrückt. Da mit Strömen von 10^{-5} bis 10^{-3} Amp. gearbeitet wurde, lagen etwaige, hierdurch bewirkte Fehler unterhalb der Meßgenauigkeit.

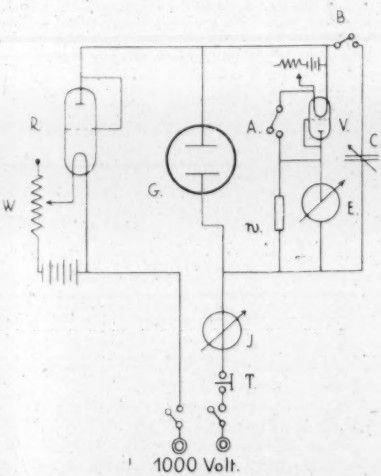


Fig. 3.

Durch den Schalter B konnte ein Drehkondensator C parallel zur Glimmstrecke gelegt werden. Als solcher diente ein Präzisions-Ölkondensator, der zwischen 60 und 7100 cm veränderlich war und eine Leitfähigkeit von nur etwa 10^{-11} besaß. Die Kapazität der Anordnung selbst, d. h. der negativen Seite der Glimmstrecke und ihrer Zuleitungen gegen die Umgebung betrug (Schalter A und B offen) 61 cm; der Isolationswiderstand dieses Teiles gegen Erde 10^9 Ohm. Von 10^{-3} Amp. Entladungsstromstärke ab konnten demnach die Isolationsverluste vernachlässigt werden.

Als Quelle der Hochspannung diente zu den Vorversuchen eine Gleichstrommaschine, mit der je nach Erregung bis zu 5000 Volt erzielt werden konnte. Die angegebenen Messungen wurden jedoch sämtlich von einer 1000 Volt-Abteilung der vorzüglich gepflegten Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie (1,2 Ampere-Std.) des Institutes für Experimentalphysik durchgeführt. Die etwa 75 m lange Leitung war mit Sorgfalt verlegt und besaß einen Isolationswiderstand von ca. 100 Megohm. Trotzdem wurde sie stets nur für die Dauer der Versuche an die Akkumulatoren gelegt.

c) Die Glühkathodenröhre.

Die große Verbreitung der Gitterröhre legte es nahe, eine solche als Ventil zu verwenden. Es wurden jedoch zunächst einige orientierende Versuche zu diesem Punkte angestellt, deren Mitteilung infolge der vielfachen Anwendbarkeit

der Charakteristikaufnahme mit vorgeschaltetem Ventil nicht zwecklos sein dürfte.

Die im Handel erhältlichen Verstärkerröhren sind im allgemeinen ungeeignet, da der Sockel eine erhebliche Leitfähigkeit (10^{-8} bis 10^{-7}) besitzt. Zweckmäßig sind hingegen Verstärkerröhren der Kriegsbauart (A.E.G.), bei denen die Zuführungen der Glühkathode auf der einen Seite, die Zuführungen von Gitter und Anode auf der anderen Seite eingeschmolzen sind. Diese verwendet man unter Verbindung von Gitter und Anode. Sehr geeignet sind kleine Senderöhren, bei denen Heizung und Gitter am Fuß, die Anode jedoch am Kopfende eingeschmolzen ist. Diese verwendet man unter Verbindung des Gitters mit dem positiven Heizungspol, so daß die Steuerwirkung zur Verflachung der Sättigungsstromkurve mit ausgenutzt wird. Wenn die Glaswand sauber gehalten wird, liegt der Isolationswiderstand zwischen Sockel und Anode bei derartigen kleinen Senderöhren selten unter 10^{11} Ohm.

Zur Erzielung eines zeitlich konstanten Sättigungsstromes ist es empfehlenswert, einwandfrei evakuierte Röhren zu verwenden. Bei einer schlecht evakuierten Röhre steigt der Stromdurchgang infolge Freiwerdens von Gasen an den Elektroden dauernd an. Bei gut entgasten Röhren steigt er etwa eine halbe Minute lang an, fällt dann wieder ein wenig ab und stellt sich konstant ein. Es wurden Röhren verschiedener Firmen und verschiedener Typen untersucht. Die Senderöhren von „Telefunken" und „Huth" waren gut; ebenso Verstärkerröhren des „Telephon- und Kabelwerk" (Nürnberg) und einzelne von Telefunken. Als ungeeignet erwiesen sich z. B. die Verstärkerröhren von „Radio-Frequenz".

Messungen ergeben, daß bei einer 10-Watt-Senderöhre (und erst recht mit einer Verstärkerröhre) mit etwa 50 Volt Anodenspannung schon weitgehende Sättigung erzielt ist. Vollkommene Sättigung wird bekanntlich nie erreicht. Doch ergibt z. B. bei einer Telefunkenröhre Type R.S. 55 II eine Änderung der Anodenspannung von 500 auf 750 Volt (in diesem Gebiet wurde gearbeitet), eine Änderung des Anodenstromes um nur etwa $2^1/_2$ Proz. Bei schwacher Heizung wird der Wirkungsgrad noch günstiger.

Die Messungen der vorliegenden Untersuchung wurden sämtlich unter Vorschaltung einer Telefunken-Senderöhre R.S. 55 II vor die Glimmstrecke durchgeführt. Das Gitter war hierbei mit der Anode verbunden. Dies erschien zulässig, da die Größenordnung der verwendeten Ströme weit über der der Kriechströme im Sockel lag, was ein kurzer Versuch ergab. Geheizt wurde mit einer 12 Volt-Akkumulatorenbatterie, die ebenso wie der Heizwiderstand (Ruhstrat) zum Schutze der Hochspannungsbatterie vor Erdungsströmen auf Glas bzw. Paraffin isoliert stand.

d) Die Strommessung.

Die Messung der durch die Glimmstrecke fließenden Ströme erfolgte in üblicher Weise. In der Erdleitung lagen zwei Meßinstrumente:

1. Ein Spiegelgalvanometer von „Hartmann & Braun" mit 10000 Ohm Drehspulen-Widerstand. In der verwendeten Aufstellung betrug die Empfindlichkeit $4{,}5 \times 10^{-10}$ Ampères pro Skalenteil. Durch Parallelwiderstände konnte der Meßbereich von Größenordnung zu Größenordnung bis etwa $1{,}2 \times 10^{-3}$ Amp. erweitert werden. Die bei den eigentlichen Messungen meist gebräuchlichen Parallelwiderstände betrugen 10 bzw. 1 Ohm, so daß der Spannungsabfall am Instrument gegenüber dem an der Glimmstrecke zu vernachlässigen ist. Ein gewisses Kriechen ließ sich bei so geringen Parallelwiderständen naturgemäß nicht vermeiden; immerhin war auch bei einem Parallelwiderstand von 1 Ohm die konstante Einstellung in etwa einer Minute erreicht.

2. In Reihe mit dem Spiegelgalvanometer lag ein größeres Zeigerinstrument mit Spiegelskala von einer Empfindlichkeit von $0{,}11 \times 10^{-3}$ Amp./Skt. Der Widerstand dieses Instrumentes betrug 8 Ohm. Sobald die zu messenden Ströme an diesem Instrument mit genügender Genauigkeit ablesbar waren, wurde das Spiegelgalvanometer kurz geschlossen. Der Meßfehler überschritt auf diese Weise in keinem Falle 2—3 Proz.

Die Eichung der einzelnen Instrumente aufeinander erfolgte durch Stromverzweigung mit Präzisionswiderständen von „Hartmann & Braun" (1 — 100000 Ohm) und einem Präzisions-Milliampèremeter (0 — 4,5 MA.) mit Spiegelskala von „Siemens & Halske".

e) Die Spannungsmessung.

Wie es bereits bei der Besprechung der Schaltung ausgeführt ist, wurde das Elektrometer E bei Messung von Spitzenspannungen über ein Glühkathodenventil aufgeladen. Als solches gelangte eine Elektronenröhre der A.E.G., ältere Type, zur Verwendung, bei der die Einschmelzung von Gitter und Anode an der einen, die Einschmelzungen des Glühdrahtes an der anderen Seite lagen. Die Isolierung war dementsprechend gut. Gitter und Anode wurden kurz geschlossen. Heizbatterie und Heizwiderstand waren auf Paraffinklötzen aufgestellt, deren Isolationsfähigkeit durch zeit-

weiliges Befächeln mit einer Flamme gepflegt wurde.

Das Elektrometer war ein Quarzfadeninstrument nach Grebe (12) in der Form, wie es von der Firma Fritz Kohl, Leipzig, für Ionimeter zum Zwecke der Röntgen-Dosimetrie gebaut wird. Ein durch Kathodenzerstäubung verplatinierter Quarzfaden von 20 μ Stärke ist zwischen zwei Belegungen, mit deren einer er in leitender Verbindung steht, im Bogen gespannt. Die Beobachtung erfolgt durch ein Mikroskop von 80facher Vergrößerung in der Ebene des Bogens, dessen Verschiebungen abgelesen werden.

Die Empfindlichkeit eines solchen Instrumentes kann in ziemlich weiten Grenzen durch

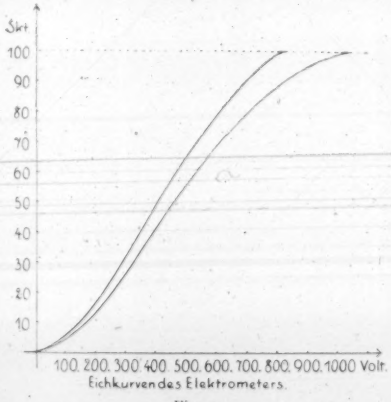


Fig. 4.

Veränderung des Bogenradius und durch Verschiebung der Belegungen variiert werden. Für jede derartige Einstellung ist sie am größten bei mittlerer Abweichung von der Ruhelage. Fig. 4 zeigt zwei Eichkurven, die durch Anlegen von gemessenen Akkumulatorenspannungen aufgenommen sind. Die Okularskala war in 100 Teile geteilt. Durch Zehntelschätzung konnte man demnach auf 1 Volt, im mittleren Bereich auf fast $^1/_2$ Volt ablesen. Die Einstellung war gut reproduzierbar. Eine elastische Nachwirkung (offenbar in der Halterung) zeigte sich nur bei sehr flach gespanntem Bogen. Die Kapazität des Instrumentes gegen Erde betrug 45 cm. Als Parallelkapazität zur Glimmstrecke wirkt sie jedoch nur merkbar, wenn der Schalter A das vorgeschaltete Ventil überbrückt. Bei Aufladung über das Ventil liegt sie in Reihe mit der Kapazität zwischen Kathode und Gitter + Anode (ca. 2—3 cm) und wirkt entsprechend wenig.

Theorie der Anordnung.

a) Stabilität der Entladung.

Für das in Fig. 1 dargestellte Aggregat, bestehend aus einer Glimmstrecke mit parallelliegendem Kondensator und vorgeschaltetem Ohmschen Widerstand sind die Stabilitätsbedingungen — wie bereits bemerkt — von W. Kaufmann (7) entwickelt worden. Er kommt zu dem Resultat, daß intermittierendes Glimmlicht nur möglich ist, solange die Charakteristik fällt. Seine Ansätze lassen sich auf eine Anordnung mit Sättigungsstrom, wie sie hier verwendet wurde, nicht ohne weiteres übertragen. Doch zeigt folgende einfache Überlegung, daß für sie der gleiche Satz gilt:

Es sei $E = f(i)$ in Fig. 5 die Charakteristik einer Glimmentladung. Wird die Entladung, wie dies bei einer einzelnen Partialentladung des intermittierenden Glimmlichtes der Fall ist, ohne wesentlichen Vorschaltwiderstand durch Anlegen der Zündspannung V_z gezündet, so durchläuft sie die gesamte Charakteristik von V_z bis zu

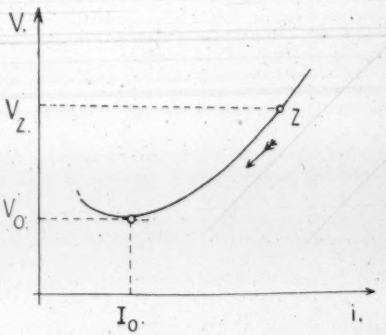


Fig. 5.

dem tiefsten Punkt im Knie der Charakteristik, der mit V_0 bezeichnet ist. Ist der von der Glühkathodenröhre nachgelieferte Sättigungsstrom i schwächer als das zu V_0 gehörige I_0, so vermag die Spannung auf der anderen Seite des Kurvenknies nicht wieder anzusteigen und die Entladung verlischt. Wird jedoch i gleich oder größer I_0, so hält sich die Entladung bei V_0 bzw. sie stellt sich rechts von V_0 kontinuierlich ein. Es ergibt sich demnach, daß intermittierendes Glimmlicht nur möglich ist, wenn

$$i < I_0 \qquad (4)$$

ist, d. h. solange sich i in einem Gebiete befindet, wo die entsprechende kontinuierliche

Glimmentladung fallende Charakteristik zeigt. Ist $i = \geq I_0$, d. h. befinden wir uns im Gebiet der steigenden Charakteristik, so ist die Entladung unter allen Umständen stabil. Wir kommen demnach zu demselben Resultat wie W. Kaufmann.

b) Frequenz der Entladung.

Die Berechnungsformeln für die Frequenz der Intermittenzen sind für das Aggregat (Fig. 1) von Righi (4) entwickelt worden. Ersetzt man den Widerstand W durch eine Sättigungsstrom liefernde Röhre, so vereinfachen sich die Formeln wesentlich.

Bezeichnen wir mit C die Kapazität der negativen Seite der Entladungsstrecke einschließlich aller mit ihr praktisch widerstandslos verbundenen Teile gegen die positive Seite; bezeichnen wir ferner mit i den von der Röhre gelieferten Sättigungsstrom, mit V die Spannung und mit t die Zeit, so gilt für die Ladung:

$$C \cdot dV = i \cdot dt \tag{5}$$

$$C \cdot V = i \cdot t. \tag{6}$$

Setzen wir als Grenzen V_z und V_0 ein, so ergibt sich:

$$C \cdot (V_z - V_0) = i \cdot t \tag{7}$$

$$t = \frac{C}{i}(V_z - V_0). \tag{8}$$

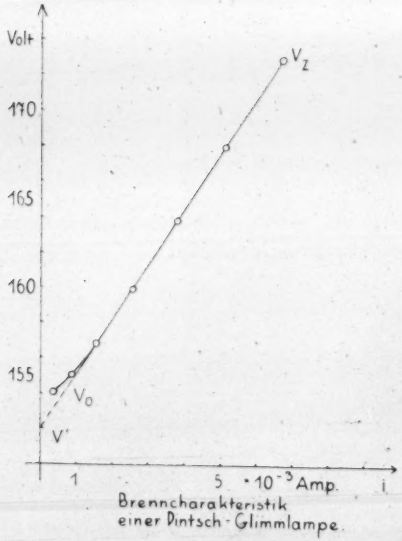


Fig. 6.

Die Entladung erfolgt über den Widerstand der Glimmstrecke. Die Charakteristik einer Glimmstrecke ist zwischen V_z und V_0 nahezu gradlinig. Als Beispiel und Beleg sei in Fig. 6 die Charakteristik einer Edelgas-Glimmstrecke wiedergegeben. Die Grade zielt hin auf $V' = 152$ Volt. Bei $Vz = 173$ Volt beträgt der Strom 6,8 Milliampères, woraus sich ein Widerstand von 25500 Ohm errechnen würde. Statt jedoch — wie Righi (4) und Schallreuther (5) dies tun — diesen Widerstand zu verwenden, wollen wir die gradlinige Abnahme auf V' zu durch einen Ersatzwiderstand w_e wiedergeben, der sich errechnet:

$$w_e = \frac{V_z - V'}{i_z}. \tag{9}$$

(Im Beispiel 3100 Ohm.) Für die Entladung ergibt sich dann folgender Ansatz: (Entladungszeit t')

$$-C \cdot dV = i \cdot dt' - \frac{V - V''}{w_e} \cdot dt' \tag{10}$$

$$-w_e \cdot \frac{dV}{dt'} \cdot C = i \cdot w_e + V'' - V;$$

$$w_e \cdot C\, dt' = V - (V'' + i \cdot w_e) \tag{11}$$

$$\frac{dV}{V - (i \cdot w_e + V'')} = \frac{dt'}{C \cdot w_e} \tag{12}$$

$$\ln (V_z - (i \cdot w_e + V')) - \ln (V_0 - (i \cdot w_e + V')) = \frac{t'}{w_e C} \tag{13}$$

$$t' = w_e \cdot C \cdot \ln \frac{V_z - (i \cdot w_e + V')}{V_0 - (i \cdot w_e + V')} \tag{14}$$

Aus t und t' ergibt sich die Frequenz:

$$n = \frac{1}{t + t'} \tag{15}$$

Beobachtungen.

a) Allgemeines.

Da das Ziel der vorliegenden Untersuchung nicht in der Aufnahme von Koeffizienten, sondern in der Klärung funktioneller Zusammenhänge gesehen wurde, ist in den Messungen keine besondere Sorgfalt auf die Feststellung absoluter Werte verwandt worden. Dies hätte auch bei der Verwickeltheit, insbesondere der hysteresebedingenden Faktoren eine fast aussichtslose Aufgabe dargestellt. Es wurde daher von vornherein prinzipiell darauf verzichtet, Aufschlüsse aus dem Vergleich getrennter Meßreihen zu entnehmen. Statt dessen wurde die Abhängigkeit der verschiedenen Parameter voneinander einzeln in durchgehenden Meßreihen aufgenommen. Die entsprechend größere

Zahl von Versuchsreihen mußte in Kauf genommen werden.

Sämtliche Versuche wurden ausschließlich in Luft durchgeführt, nachdem Vorversuche ergeben hatten, daß die Erscheinungen in Wasserstoff und in Edelgas qualitativ durchaus die gleichen sind. Die Gasdrucke, bei denen die Untersuchungen durchgeführt wurden, lagen zwischen 0,2 und 1,5 mm *Hg*, da unterhalb 0,2 mm die Wandeinflüsse des Entladungsgefäßes sich störend bemerkbar zu machen begannen, während oberhalb 1,5 mm auch bei intermittierendem Glimmlicht nicht mehr immer volle Bedeckung der Kathode durch die einzelnen Partialentladungen zu erreichen ist, so daß die Entladung wandert und sich entsprechend schwankende Ablesungen ergeben. Da Vorversuche gezeigt hatten, daß Dampfbeimengungen, welche die Ausbildung von geschichtetem Glimmlicht ermöglichten, die Aufnahme von Meßreihen durch deren Auftreten fühlbar stören können, wurde auf Beseitigung dieser Beimengungen einiger Wert gelegt. Befreiung von derartigen Störungen konnte jedoch schon durch mehrfaches Durchspülen des Entladungsgefäßes mit von Kalziumchlorid getrockneter Luft erzielt werden.

Als Entladungsgefäß stand zunächst eine größere Zerstäubungsglocke von 18 cm Höhe und 10 cm Durchmesser zur Verfügung. Eine solche Glocke ist kleineren Entladungsgefäßen deshalb vorzuziehen, weil in ihr die bekannten störenden Einflüsse der Wandungen weitgehend vermieden werden. Da jedoch der nur etwa 1 cm breite Fettschliff, mit dem die Glocke auf das Unterteil aufgesetzt wurde, nicht genügend dicht war, um die exakte Aufrechterhaltung des Vakuums über eine ganze Meßreihe (ca. 1 Stunde) zu gewährleisten, wurden in dieser Glocke nur Aufnahmen mit veränderlichem Gasdruck gemacht. Es befanden sich dabei in der Mitte der Glocke — von entgegengesetzten Seiten eingeführt — zwei kreisrunde Eisenelektroden ($r = 2{,}5$ cm) zentrisch gegenüber. Ihr Abstand war in bekannter Weise (vgl. unter andern Reiche [10]) durch eine Schraubvorrichtung mit drehbarem Schliff variierbar. Die obere Platte konnte auf diese Weise um 50 mm kontinuierlich in ihrer Höhe verstellt werden.

Die Meßreihen bei konstantem Vakuum wurden ausschließlich in einem für die Dauer der betr. Meßreihe abgeschmolzenen kugelförmigen Entladungsgefäß ($r = 4$ cm) durchgeführt, in dem eine kreisrunde Platinelektrode ($r = 1{,}7$ cm) einer gleichgeformten Eisenelektrode in Abstand von 1,2 cm fest eingeschmolzen zentrisch gegenüberstand. Bei diesen Ausmaßen waren oberhalb 0,2 mm *Hg* Gasdruck zuverlässige Messungen möglich. Die Platinelektrode wurde als Kathode benutzt, nachdem Vorversuche erwiesen hatten, daß durch eine Umkehrung der Stromrichtung — wie zu erwarten — nur die absoluten Werte, nicht aber die allein betrachtete Tendenz der aufgenommenen Kurven verändert wurde. Die Verwendung von sorgfältig gereinigtem Platin gewährleistete weitgehend die Unterdrückung von Störungen infolge von Verunreinigungen auf der Kathode.

Die Vakua wurden mit einem Aggregat, bestehend aus einer Pfeiffer-Stiefelpumpe und einer Gaede-Quecksilberpumpe erzeugt. Die Druckmessung erfolgte mittels eines Mc Leod, der saubere Ablesung zwischen $^1/_{100}$ und 20 mm *Hg* erlaubte.

b) Durchführung der Messungen.

Nachdem infolge mehrfachen Ausspülens mit trockener Luft und Erhitzens im hohen Vakuum Sauberkeit der Elektroden und des Glases gewährleistet war, wurde durch Prüfen der Zündspannung das Vakuum passend einreguliert und im Moment des Abschmelzens des Entladungsgefäßes mit dem Mc Leod gemessen. Diese Messung war auf etwa 2 Proz. genau. Der so bestimmte Druck konnte über die sämtlichen Meßreihen, die mit einer Füllung aufgenommen wurden, als konstant angesehen werden, da diese im Höchstfalle insgesamt 10—15 Brennstunden ergaben und daher Absorption bei den vorhandenen, relativ hohen Gasdrucken vernachlässigt werden kann. Dann wurden die Elektroden des abgeschmolzenen Entladungsballons in die Schaltung der Anordnung (vgl. Fig. 3) gelegt und die Heizung der Elektronenröhre R eingeschaltet. Mit schwacher Heizung beginnend wurden die Stromstärken und Spannungen (Schalter A geöffnet; demnach Spitzenspannungen am Elektrometer) bis zu dem Punkte aufgenommen, wo die intermittierende Entladung in die kontinuierliche Glimmentladung umsprang. Dann wurde unter weiterer Aufnahme von Strom und Spannung mit der Heizung zurückgegangen, bis die kontinuierliche Entladung wieder in die diskontinuierliche umsprang. Hierauf wurde der Strom wieder erhöht, einige Punkte der intermittierenden Entladung (insbesondere der Abreißpunkt) wiederholt und dann der Verlauf der kontinuierlichen Entladung bis zu dem Knie aufgenommen, von welchem ab sie steigend wird. Diese Art des Vorgehens erschien zweckmäßig, da der bei schwachen Strömen liegende Teil der Meßreihe, welchem das Hauptinteresse zugewandt war, auf diese Weise nach Möglich-

keit vor Störungen durch Erwärmung der Elektroden und des Gases freigehalten wurde. Aus demselben Grunde wurde mit den Ablesungen im Gebiet des intermittierenden Glimmlichtes stets etwa eine Minute gewartet. Es konnte dann mit Sicherheit die Einstellung eines quasistationären Erwärmungszustandes und damit nach Seeliger (13) auch eine quasistationäre Einstellung aller wesentlich auf die Charakteristik wirkenden zeitlichen Parameter angenommen werden.

Dem Auge boten sich während einer solchen Versuchsreihe folgende Erscheinungen dar (Elektrodenabstand 4 cm):

Wenn im Telephon die ersten regelmäßigen Partialentladungen wahrnehmbar wurden, füllte den Raum zwischen Kathode und Anode ein diffuses bläuliches Licht aus, dessen Helligkeit mit der Stromstärke zunahm. Diese Glimmerscheinung zeigte einen zwar nicht deutlich begrenzten aber doch deutlich ausgebildeten Hittorfschen Dunkelraum, dessen Dicke jedoch — insbesondere bei höheren Gasdrucken — das Vielfache der entsprechenden Dunkelraumdicke bei kontinuierlichem Glimmlicht betrug. Von einem gewissen Stromwert ab tauchte ein rötliches Fleckchen zwischen Anode und negativem Glimmlicht auf, das sich mit wachsendem Strom vergrößerte und in mehr oder weniger regelmäßige, scharf begrenzte Schichten teilte. Dann riß das intermittierende Glimmlicht ab und ging in die kontinuierliche Entladung über, der jegliches anodisches Licht fehlte.

c) Die Charakteristik der Entladung.

Fig. 7 zeigt ein Kurvenbild, das sich aus einer in der angegebenen Weise durchgeführten Meßreihe ergibt. Die hier wiedergegebene Aufnahme wurde bei 0,69 mm *Hg* Gasdruck mit Platinkathode in dem beschriebenen abgeschmolzenen Ballon gemacht.

Da das Elektrometer in der verwendeten Schaltung Spitzenspannungen mißt, jedoch langsamen Änderungen dieser Spitzenspannungen auch nach abwärts folgt, erhält man zunächst bei intermittierendem Glimmlicht den Verlauf der Zündspannung bei wachsender Stromstärke, d. h. bei steigender Frequenz. Man sieht, daß diese Zündspannung zunächst ansteigt, um dann mit wachsender Steilheit abzusinken. Sie erreicht dabei einen Punkt, bei dem das intermittierende Glimmlicht abreißt. Das Elektrometer geht hierauf (in etwa 2 Sekunden) zurück und stellt sich auf die Brennspannung des kontinuierlichen Glimmlichtes ein, deren Verlauf bei verschiedenen Stromstärken verfolgt werden kann.

In der Charakteristik (Fig. 7), die auf diese Weise zustande kommt, sei der obere Teil, der die Zündspannungen wiedergibt, als „Zündcharakteristik", der untere Teil, der die Brennspannung über der Stromstärke wiedergibt, als „Brenncharakteristik" bezeichnet. Ferner sei für den Punkt *R*, an dem das intermittierende Glimmlicht abreißt und in kontinuierliches Glimmlicht übergeht, der Ausdruck „Reißpunkt", für die zugehörigen Koordinaten die Bezeichnungen „Reißspannung" und „Reißstromstärke"

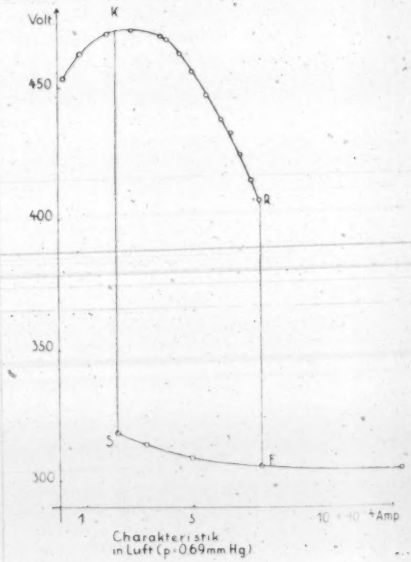


Fig. 7.

eingeführt. Analog mag der Punkt *S*, in dem die kontinuierliche Entladung in die intermittierende Form umspringt, „Springpunkt" benannt sein. Die dem Reißpunkt auf der Brenncharakteristik und dem Springpunkt auf der Zündcharakteristik zugehörigen Werte *F* und *K* seien als „Fußpunkt" und „Kopfpunkt" bezeichnet. Diese — an sich naheliegende — Nomenklatur wird die Darstellung der Versuchsresultate wesentlich erleichtern.

Zu Beginn der vorliegenden Untersuchung wurde zunächst eine große Anzahl von derartigen Charakteristiken (etwa 40) in der beschriebenen Weise aufgenommen und dabei einerseits Material, Abstand und Größe der (metallischen) Elektroden, als auch die Ausmaße des Glasballons und der Gasdruck variiert. Die Resul-

tate dieser Versuche seien, auch soweit sie trivialer Art sind, doch der Vollständigkeit halber hier kurz zusammengestellt:

1. Das Material der Elektroden hat auf den Differentialquotienten der Zündcharakteristik keinen merkbaren Einfluß. Jedoch ergeben Metalle von höherem Kathodenfall höher liegende Zündcharakteristik. Verunreinigte Elektroden ergeben undefinierte Verhältnisse, insbesondere undefinierte Werte für die Reiß- und Springpunkte.

2. Größe und Dicke der Kathode zeigen einen Einfluß auf den Differentialquotienten der Zündcharakteristik, welcher noch der weiteren Klärung bedarf. Es liegt nach den Versuchen von Seeliger (13) nahe, diesen Einfluß auf verschiedene Wärmebilanz an der Kathode und die damit verbundene verschiedene quasistationäre Einstellung der Temperaturen während des periodischen Glimmvorganges zu schieben.

3. Für den Abstand der Elektroden gibt es eine tiefste mögliche Lage der Zündcharakteristik, die durch den geringsten Abstand gekennzeichnet ist, bei dem das Glimmlicht auf den einander zugekehrten Elektrodenseiten voll zur Ausbildung gelangt.

4. Bei höheren Drucken liegt die Zündcharakteristik in Luft bei höheren Spannungen. In Edelgas durchläuft sie — genau wie die statische Zündspannung — ein Minimum bei etwa 8 mm *Hg* Gasdruck.

5. Es besteht eine sehr starke Abhängigkeit des Differentialquotienten der Zündcharakteristik von der Größe der Kapazität, welche parallel zur Glimmstrecke liegt. Je größer diese Kapazität ist, desto flacher verläuft der absteigende Teil der Zündcharakteristik und desto größer ist die Reißstromstärke.

6. Für den Beginn des merkbaren Einflusses der Glaswandungen gibt es einen unteren Grenzwert des Druckes. Man kann diesen z. B. aus einer Stromaufnahme bei konstanter Frequenz und verändertem Gasdruck entnehmen, da die entstehende Kurve bei dem betr. Druckwert einen Knick zeigt (vgl. Fig. 8). Dem Auge stellt sich die Erscheinung so dar, daß sich bei dem betr. Druck die äußersten im Dunkeln noch wahrnehmbaren Teile des diffusen Glimmlichtes an die Glaswand anlegen. Bei dem beschriebenen Entladungsballon lag diese untere Druckgrenze bei etwa 0,20 mm *Hg* Gasdruck (Luft). Bei der großen Zerstäubungsglocke lag sie unter 0,05 mm *Hg*, d. h. mit Sicherheit außerhalb des Untersuchungsbereiches.

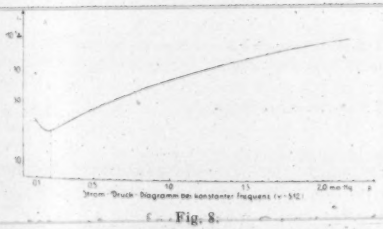


Fig. 8.

Aus diesen Feststellungen lassen sich alle Maßnahmen entnehmen, die für die Durchführung vergleichbarer Meßreihen erforderlich sind. So sind die Charakteristiken, die in Fig. 9 zusammengestellt sind, um die Abhängigkeit ihrer Form und Lage vom Gasdruck p zu demonstrieren, sämtlich in gleichem Entladungsgefäß bei festem Elektronenabstand, unveränderlicher Kathode und gleicher Parallelkapazität aufgenommen worden (Kleiner Ballon; Platinkathode; Parallelkapazität 60 cm [Apparatur].

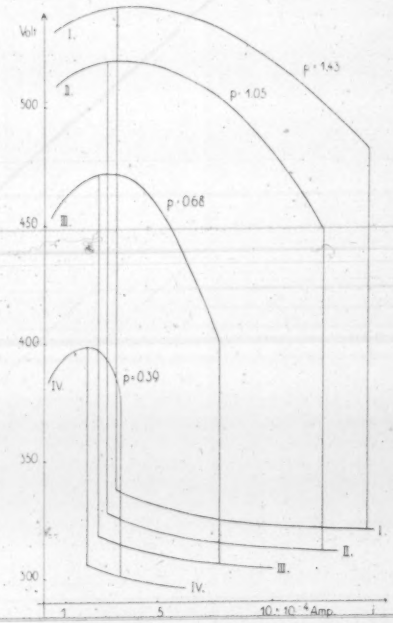


Fig. 9.

d) Diskussion der Zündcharakteristik.

Die eigenartige Form der Zündcharakteristik, wie sie z. B. aus Fig. 8 hervorgeht, legt die

Frage nach ihrem Zustandekommen nahe. Wie bereits in der Einleitung angedeutet, kommt man zu einer gewissen Erklärung auf folgendem Wege:

Da durch künstliche Ionisation die Zündspannung einer Glimmstrecke erniedrigt werden kann, ist zu schließen, daß allgemein die Zündspannung einer Funktion der in der Entladungsstrecke vorhandenen Ionenkonzentration ist. Wird nun ein Kondensator über einer Glimmstrecke entladen, so erreicht die Spannung an seinen Klemmen nach einer gewissen Zeit die Löschspannung V_0. Im Moment des Verlöschens hinterläßt die Entladung eine gewisse Konzentration dieser Ionen, die wir als „Restionen" bezeichnen wollen. Würde binnen einer unendlich kleinen Zeit nach der Löschung an die Glimmstrecke eine Spannungsquelle von der Spannung V_0 gelegt, so würde die Entladung von dieser aufrecht erhalten werden, d. h. die Restionenkonzentration im Moment der Löschung (C_0) setzt die Zündspannung bis auf die Löschspannung herab. Wird jedoch nach der Entladung keine neue Spannung angelegt, so nimmt die Konzentration (C) der Restionen infolge Rekombination und unselbständiger Strömung nach einer Funktion der Zeit ab. Diese Gleichung können wir in der bekannten Form (Reaktion zweiter Ordnung) schreiben:

$$C = C_0 \frac{1}{1 + \alpha C_0 t}, \qquad (16)$$

worin C die Konzentration zur Zeit t und C_0 die Konzentration zur Zeit $t = 0$ (Löschung) sowie α eine Konstante ist. Gleichzeitig mit der Restionenkonzentration wird sich die Zündspannung gemäß einer hiervon abhängigen Gleichung ihrem statischen Wert V_s nähern. Diese können wir in folgender Form schreiben:

$$V_z = V_s (1 - \psi(C)). \qquad (17)$$

Hierin stellt ψ die (unbekannte Funktion) dar, nach der eine Erniedrigung der Zündspannung durch Ionen im Entladungsweg erfolgt.

Die Gleichung (17) sei durch die Kurve V_z in Fig. 10 wiedergegeben. Nun wird in der verwendeten Versuchsanordnung von der Glühkathodenröhre dauernd ein (weitgehend) konstanter Strom nach dem Kondensator hin geliefert, so daß die Spannung an diesem proportional der Zeit steigt. Dieser Spannungsanstieg ist in Fig. 10 durch die Gerade V_c wiedergegeben, die mit der Zeitachse den Winkel β einschließt. Diese Gerade schneidet die Kurve der steigenden Zündspannung (V_z) in Z. An diesem Punkte wird die Entladung neu gezündet, und zwar wie man sieht bei einer Zündspannung, die niedriger als die statische

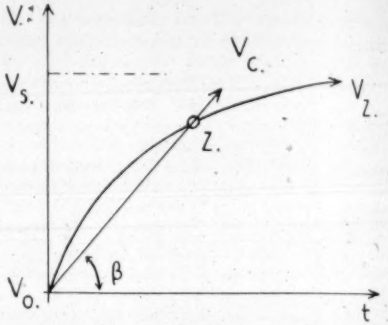


Fig. 10.

Zündspannung liegt. Da man leicht ersieht, daß $\operatorname{tg}\beta = k \cdot i$ (k = eine Konstante; i = Sättigungsstrom der Elektronenröhre), so kann man durch Veränderung von i den Schnittpunkt Z über die ganze Kurve E_z wandern lassen. Für die intermittierende Entladung ergibt die vorliegende Betrachtung, daß wir in ihrer Zündcharakteristik ein quasistationär aufgenommenes Spiegelbild der mit dem Verschwinden der Restionen ansteigenden Zündspannung vor uns haben.

Diese Anschauung bedarf jedoch noch einer gewissen Korrektur, da sie die zeitlichen Parameter (insbesondere die Erwärmung der Elektroden und des Gases), welche eine Veränderung, insbesondere Erhöhung der Zündspannung bewirken, außer acht läßt. Wir wollen diese zeitlichen Parameter unter dem Ausdruck „Hysterese" zusammenfassen. Es ist klar, daß bei periodisch erfolgenden Entladungen auch diese Hystereseerscheinungen einer quasistationären Einstellung zustreben. Tatsächlich kann man unmittelbar nach Einstellen eines neuen Stromwertes ein erst rasch, dann langsamer erfolgendes Ansteigen der Zündspannung beobachten (Luft!). In der Zündcharakteristik ist demnach der durch Verschwinden der Restionen entstehenden Kurve noch eine von der Hysterese bedingte Funktion überlagert, über deren Art a priori nichts ausgesagt werden kann.

Es erschien deshalb als wesentliche Aufgabe, diese beiden Funktionen zu trennen. Daher wurde der Versuch gemacht, die durch Hysterese bedingte Funktion auszuscheiden. Zu diesem Zwecke wurde folgender Weg eingeschlagen:

Bei einem festen Vakuum wurde die Parallelkapazität der Glimmstrecke variiert, jedoch die Frequenz der Intermittenzen durch Einregulieren der Stromstärke konstant gehalten. Hierzu

diente eine Stimmgabel ($n = 512$), deren Schwebungen mit dem im Telephon hörbaren Ton zum Verschwinden gebracht wurden. Man erhält auf diese Weise bei (weitgehend) konstanter Entladungspause für das Verschwinden der Restionen verschiedene Leistungen und damit verschiedene Hysteresebedingungen in der Glimmstrecke. Wenn man also die Annahme macht, daß die Zahl der bei Löschung vorhandenen Restionen (C_0) unabhängig von der Größe der entladenen Kapazität ist, d. h. die Kurve V_z (Fig. 10) für verschiedene Parallelkapazitäten dieselbe bleibt, so darf man bei dieser Auf-

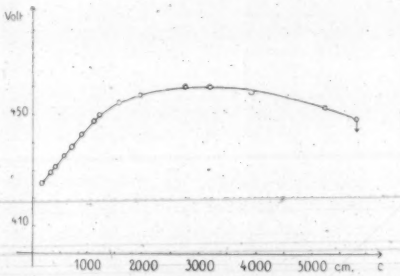


Fig. 11.

nahme eine Kurve erwarten, welche lediglich den Einfluß wachsender Leistung auf die Zündspannung wiedergibt. Man erhielte also die durch Hysterese bedingte Funktion, deren Aussonderung angestrebt wird. Der Versuch zeigt, daß — wie vorauszusehen — die gemachte Annahme nur in einem engen Bereich gilt. Fig. 11 stellt eine in der angegebenen Weise aufgenommene Kurve dar: Nach dem erwarteten anfänglichen Steigen biegt die Kurve langsam um und beginnt wieder zu fallen, um schließlich in einen Reißpunkt auszulaufen. Es ist demnach eine deutliche Zunahme der Restionen mit der entladenen Kapazität festzustellen.

Der erste, ansteigende Teil der Kurve (Fig. 11) ist in Fig. 12 vergrößert als Strom-

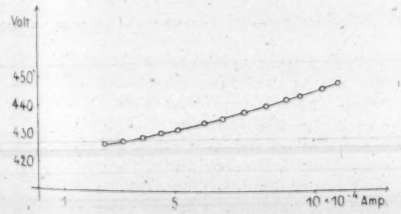


Fig. 12.

funktion wiedergegeben. In dem gezeichneten Gebiet darf die obige Annahme noch als richtig gelten und man sieht deutlich, daß wir hier eine sogenannte schwach quadratische Kurve vor uns haben. Es wäre demnach in der Zündcharakteristik die Überlagerung einer durch Hysteresewirkungen bedingten schwach quadratisch steigenden Funktion und einer durch die Restionen bedingten fallenden Funktion (17) zu sehen. Tatsächlich kann man durch Überdeckung einer quadratischen Kurve und einer Hyperbel Bilder erzielen, welche den Zündcharakteristiken ähnlich verlaufen.

Eine mathematische Durchentwicklung der obigen Betrachtung glückte nicht, da sich plausible Annahmen über die Abhängigkeit der Restionenkonzentration C_0 von der entladenen Parallelkapazität nicht fanden. Anderseits dürfte auch eine Extrapolation der in Fig. 11 wiedergegebenen Kurve über den zehnfachen Bereich doch etwas zu gewagt erscheinen.

e) Das Reißen.

Aus den Charakteristiken (Fig. 9) ersieht man, daß der Reißpunkt für sämtliche Kurven bei wesentlich niedrigeren Stromstärken liegt, als der mit „Knie" seinerzeit bezeichnete tiefste Punkt der Brenncharakteristik. Wir wollen diese Erscheinung des Reißens im fallenden Teil der Brenncharakteristik als „anomales Reißen" bezeichnen. Dem steht als Gegensatz das nach der Theorie zu erwartende „normale Reißen" im tiefsten Punkte der Brenncharakteristik (Knie) gegenüber.

Während die Erklärung des normalen Reißens auf keine Schwierigkeiten stößt, erscheint eine Erklärung des anomalen Reißens nicht einfach; denn wenn wir in Fig. 9 den Winkel immer größer werden lassen, so durchläuft der Schnittpunkt Z durchaus stetig die gesamte V_z-Kurve, so daß der Grund für eine Unstetigkeit, wie der anomale Reißpunkt sie darstellt, nicht einzusehen ist. Die Beobachtung gibt jedoch einen Ausweg an die Hand. Im Telephon stellt sich nämlich das Reißen in der Weise dar, daß (bei konstantem Strom!) der Ton plötzlich mit wachsender Geschwindigkeit höher wird, um in etwa $^1/_2$ Sekunde unhörbar zu werden. Gleichzeitig beobachtet man an der Kathode des Entladungsgefäßes eine immer rascher werdende Verkleinerung des Hittorfschen Dunkelraumes, welcher schließlich fast ruckartig auf die normale Dicke zurückgeht, welche dem in der Brenncharakteristik liegenden „Fußpunkt" entspricht. In gleicher Zeitfolge nimmt das rote Anodenlicht an Ausbreitung und scharfer Schichtung zu, um mit

dem Einsetzen der kontinuierlichen Entladung zu verschwinden.

Auf Grund dieser Beobachtungen kann man annehmen, daß tatsächlich eine zusammenhängende Zündcharakteristik voll durchlaufen wird, jedoch vom Reißpunkt ab mit Selbstbeschleunigung. Die Reißstromstärke wäre demnach als diejenige Grenzstromstärke zu betrachten, oberhalb derer eine quasistationäre Einstellung der Zündspannung nicht mehr möglich ist.

Ein Grund für diese Erscheinung kann in dem gleichzeitigen Einwirken der Hysterese und der Restionen auf die Zündspannung gesucht werden, um so leichter, als die Hysterese zeitabhängig ist und das anomale Reißen stets nur bei höheren Frequenzen auftritt. Wenn die Entladungen einander sehr rasch folgen, so ist es denkbar, daß im Moment einer Zündung außer der von der vorangegangenen Löschung herrührenden Restionenkonzentration noch eine weitere Restionenkonzentration von der vorletzten Löschung her vorhanden ist, welche ebenfalls dazu beiträgt, die Zündspannung zu erniedrigen. Infolgedessen müßte die zweite Zündung bei einem niedrigeren Spannungswert erfolgen, als die erste; da hierdurch die Frequenz erhöht wird, müßte die dritte Entladung wieder bei einer etwas niedriger liegenden Spannung zünden und so fort, so daß eine Selbstbeschleunigung des Absinkens der Zündspannung zu erwarten wäre. Dieser Selbstbeschleunigung wirkt die Hysterese entgegen, so daß sich im Absinken ein Gleichgewichtszustand einstellen wird. Das Gleichgewicht wird in dem Moment labil, wo in der Zeiteinheit die Erhöhung der Zündspannung durch Hysteresewirkung kleiner wird, als die Erniedrigung durch die Restionen der vorletzten Löschung. Diesen Übergang vom stabilen in das labile Gleichgewicht würde dann der Reißpunkt darstellen.

Aus den obigen Ausführungen kann man entnehmen, daß anomales Reißen nur bei erheblicher Restionenkonzentration im Moment des Zündens auftreten kann. Diese kann entweder die Folge sehr hoher Frequenz der Intermittenzen oder die Folge erheblicher Entladungsleistungen und damit erhöhter Restionenkonzentration im Moment des Löschens sein (vgl. Fig. 11). Infolgedessen kann man folgende Schlüsse ziehen:

1. Da bekanntlich mit steigendem Gasdruck die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung zunimmt und infolgedessen (bei konstanter Parallelkapazität und konstantem Strom) die Frequenz abnimmt, werden die Reißstromstärken mit dem Druck wachsen.

2. Da die Frequenz der Intermittenzen der Parallelkapazität (in erster Annäherung) umgekehrt proportional ist, die Restionenkonzentration aber mit der Parallelkapazität sehr langsam steigt (vgl. Fig. 11), werden die Reißstromstärken mit wachsender Parallelkapazität größer. Sie können jedoch nicht den Grenzwert der normalen Reißstromstärke überschreiten.

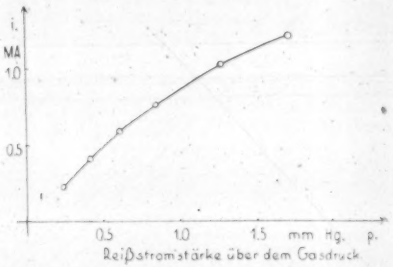


Fig. 13.

Der Versuch bestätigt die erste dieser Schlußfolgerungen, wie man durch Vergleich der bereits in Fig. 9 angeführten Charakteristiken ersieht. Darüber hinaus ist in Fig. 13 für dasselbe Entladungsgefäß die Reißstromstärke über dem Druck durchgehend aufgenommen.

Auch die zweite Schlußfolgerung bestätigt sich, wenn man die Reißstromstärke über der

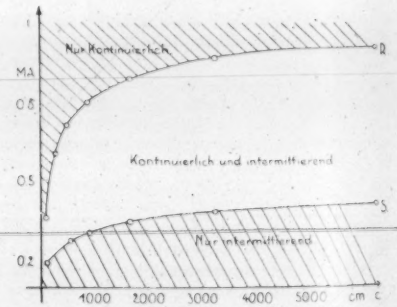


Fig. 14.

Parallelkapazität aufnimmt (Fig. 14, Kurve *R*). Man sieht, daß sich die Reißstromstärke asymptotisch einem festen Werte nähert. Eine Aufnahme der Brenncharakteristik bestätigt, daß dieser Wert in den Grenzen der Beobachtungsgenauigkeit mit dem Stromwert des tiefsten Punktes der Brenncharakteristik, d. h. mit dem Ende der fallenden Charakteristik zusammenfällt. Man kann daher umgekehrt durch Parallel-

schalten einer größeren Kapazität und Aufnahme der betreffenden Reißstromstärke sehr bequem das „Knie" der Brenncharakteristik bestimmen.

f) Das Springen.

Es bleibt nun noch die Frage nach dem Wesen des Springens, das auch mit großer Reproduzierbarkeit auftritt, offen. Hierfür erscheinen zwei Erklärungen diskutabel:

1. Die Springstromstärke ist die Grenzstromstärke, bei der sich die Entladung gerade noch selbst aufrecht erhalten kann; unterhalb der Springstromstärke ist eine selbständige kontinuierliche Entladung überhaupt nicht mehr möglich.

2. Das Springen entsteht durch kleine Unregelmäßigkeiten der Glimmstromstärke; im Springpunkt wird die Steilheit der Charakteristik so groß, daß die Spannung am Parallelkondensator nicht rasch genug zu folgen vermag, um in der Charakteristik zu verbleiben.

Im ersten Falle müßte die Springstromstärke unabhängig, im zweiten Falle abhängig von der Größe der Parallelkapazität sein.

Der Versuch ergibt, wie Fig. 14, Kurve *S* zeigt, eine zwar nicht starke, aber immerhin deutliche Abhängigkeit der Springstromstärke von der Größe der Parallelkapazität. Doch läuft die Kurve offenbar nicht auf den Nullpunkt zu, so daß auch die erste Erklärung für einen Fall, nämlich den vollkommener Kapazitätsfreiheit, zutreffen dürfte. Jedoch ist dieser Fall naturgemäß nicht realisierbar. Die Kombination der Kurven *R* und *S* (Fig. 14) ergibt ein Reißdiagramm der betreffenden Glimmröhre.

Zusammenfassung.

1. Es wird eine Methode zur Untersuchung von Entladungen beschrieben und insbesondere im Hinblick auf die intermittierende Glimmentladung diskutiert. Das wesentliche Merkmal dieser Methode ist Vorschalten einer Glühkathodenröhre vor die Entladungsstrecke.

2. Es wird der Verlauf der Zündspannung (Zündcharakteristik) der diskontinuierlichen Glimmentladung in Luft untersucht ($p = 0{,}2$ bis 1,5 mm *Hg*). Außer der trivialen Abhängigkeit von den Ausmessungen der Elektroden und des Entladungsgefäßes sowie vom Gasdruck wird eine Abhängigkeit sowohl von der Frequenz der Intermittenzen als auch von der Leistung der einzelnen Entladung (Parallelkapazität) gefunden. Eine Erklärung hierfür wird in unvollkommener Entionisierung der Gasstrecke zwischen Verlöschen und Neuzünden, sowie in quasistationär eingestellter Hysteresewirkung gesucht.

3. Es wird der Übergang der intermittierenden in die kontinuierlichen Glimmentladungen (Reißen) untersucht und gezeigt, daß dieser sowohl am Übergangspunkt der fallenden in die steigende Brenncharakteristik (normales Reißen) als auch innerhalb der fallenden Brenncharakteristik (anomales Reißen) liegen kann.

4. Es wird versucht, das anomale Reißen als Grenzübergang zwischen stabiler und labiler Gleichgewichtseinstellung zwischen der durch unvollkommene Entionisierung hervorgerufenen Erniedrigung und der durch Hysteresewirkung hervorgerufenen zeitlichen Erhöhung der Zündspannung zu erklären.

5. Es wird gezeigt, daß mit wachsender Parallelkapazität der Stromwert des anomalen Reißens sich asymptotisch der normalen Reißstromstärke nähert.

6. Es wird gezeigt, daß die Springstromstärke diejenige Grenzstromstärke ist, bei der die Steilheit der Brennncharakteristik so groß wird, daß die Spannung am Parallelkondensator den zufälligen Schwankungen des Entladungsstromes nicht mehr innerhalb der Charakteristik folgen kann.

Zum Schluß sei es mir gestattet, meinem hochverehrten Lehrer Herrn Geheimrat Th. Des Coudres sowie Herrn Geheimrat O. Wiener, welche mir in ihren Instituten in gütiger Weise die Mittel zu der vorliegenden Untersuchung zur Verfügung stellten, meinen ergebensten Dank zu sagen. Gleichzeitig möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Dr. med. h. c. Fritz Kohl für die Überlassung des Elektrometers und manche wertvolle Unterstützung meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Literatur.

1) Gassiot, Proc. Roy. Soc. **12**, 329, 1863.
2) Hittorf, Ann. der Phys. **7**, 560 ff., 1879.
3) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **145**, 249, 1872.
4) Righi, Rendiconti dell' accademia delle scienze di Bologna, S. 188, 1902.
5) Schallreuter, Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren. Sammlung Vieweg, Heft 66, 1923.
6) Wertheimer, Dissert. Göttingen 1911.
7) W. Kaufmann, Ann. der Phys. **2**, 158, 1900.
8) Herweg, Phys. Zeitschr. **13**, 633, 1912.
9) Zehnder, Ann. d. Phys. **33**, 635, 1910.
10) Reiche, Ann. d. Phys. **52**, 109, 1917.
11) Oelkers, Ann. d. Phys. **74**, 703, 1924.
12) Grebe, Zeitschr. f. Phys. **3**, 329, 1920.
13) Seeliger, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **20**, 363, 1924.

(Eingegangen 22. Dezember 1924.)

Die Demonstration des Photoeffektes mit der Glimmlampe.

Von A. Lambertz.

Vor einigen Jahren beschrieb L. Bergmann in der Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr.[1]) eine Reihe von Versuchen mit der Glimmlampe. Unter anderem benutzte er die Glimmlampe zum Nachweis der ionisierenden Wirkung von Röntgenstrahlen. In ganz ähnlicher Weise läßt sich mit der Glimmlampe auch der Photoeffekt demonstrieren. Diese Tatsache bemerkte Verfasser kürzlich durch einen Zufall. Es sollte die selbstinduzierte elektromotorische Kraft in einer Spule gezeigt werden, und es lag nahe, dabei eine Glimmlampe zu verwenden. Die Schaltung war die bei diesem Versuch übliche. An eine große Spule mit Eisenkern war eine Spannung von 60 Volt angelegt und parallel zur Spule die Glimmlampe geschaltet. 60 Volt vermögen natürlich nicht die Lampe zu zünden, wohl aber vermag das bei Verwendung einer geeigneten Spule die beim Ausschalten des Stromes auftretende selbstinduzierte elektromotorische Kraft, und so leuchtet denn die Lampe im Momente der Stromunterbrechung auf. Der Versuch war bei durch Tageslicht erleuchtetem Hörsaal vorbereitet worden und funktionierte dabei sehr gut. Als er aber in der Vorlesung bei verdunkeltem Hörsaal vorgeführt werden sollte, leuchtete die Lampe nicht auf. Es wurde also Licht gemacht und die Versuchsanordnung nachgeprüft, aber völlig in Ordnung gefunden. Auch die Lampe leuchtete jetzt ordnungsgemäß auf. Nachdem nunmehr der Hörsaal wieder verdunkelt war, ging der Versuch wieder nicht, und der beschriebene Vorgang wiederholte sich so noch mehrmals. Im Dunkeln konnte der Versuch erst dann vorgeführt werden, nachdem die Selbstinduktion durch Zuschalten von Spulen vergrößert worden war.

Es handelte sich bei dieser Erscheinung offenbar um eine Einwirkung des Lichtes auf die Glimmlampe. Um die Sache völlig zu klären, wurde dieser Lichteinfluß unabhängig von den Selbstinduktionsspulen untersucht. An eine Lampe der Firma J. Pintsch A.-G. mit halbkugeliger Kathode und drahtförmiger Anode wurde mittels Potentiometerschaltung eine variable Gleichspannung von maximal 220 Volt angelegt, und zwar wurde hier der Draht zur Kathode und die Halbkugel zur Anode gemacht. Als Lichtquelle diente die mittels einer kleinen Bogenlampe (Liliput-Lampe von Zeiß) intensiv beleuchtete Öffnung einer Irisblende, die mittels einer Linse scharf auf die Glimmlampe projiziert wurde. Die Spannung an der Glimmlampe wurde im Dunkeln so reguliert, daß sie eben unterhalb der Zündspannung lag. Schaltete man jetzt, während die Glimmlampe spannungslos war, zunächst die Bogenlampe ein, drehte dann die Glimmlampe so, daß das Strahlenbündel gerade auf die drahtförmige Kathode fiel, so trat nunmehr bei erneutem Anlegen der Spannung an die Glimmlampe die Zündung ein. Die Öffnung der Irisblende brauchte dabei nur so groß zu sein, daß ein beträchtliches Stück der Kathode beleuchtet wurde. Daß es nicht genügte, die Glimmlampe überhaupt zu bestrahlen, sondern daß speziell die Kathode vom Licht getroffen werden mußte, beweist, daß es sich hier nicht um eine Ionisierung des Gasinhaltes der Lampe handelt, — eine Annahme, die in Anbetracht des Mangels an ultraviolettem Licht infolge Absorption durch die Glaslinse schon sehr unwahrscheinlich ist — sondern um eine Emission von Photoelektronen aus der Metalloberfläche der Kathode.

Zur Ausführung des Versuches, der sich, wie eingangs erwähnt, als Demonstrationsversuch eignet, seien noch folgende Bemerkungen gemacht. Der zu der Potentiometerschaltung zu benutzende Schieberrheostat hat zweckmäßig einen Gesamtwiderstand von ca. 900 Ohm, falls an seinen Enden eine Spannung von 220 Volt liegt. In die Zuleitung schaltet man einen Morsetaster. Daß eine Abhängigkeit des Effektes von der Wellenlänge des auffallenden Lichtes vorhanden ist, kann man zeigen, indem man farbige Gläser als Filter vor die Irisblende bringt. Man sieht dann, daß die violetten und blauen Strahlen eine zur Zündung der Lampe hinreichende Menge von Elektronen auslösen, während die gelben und roten Strahlen dies nicht tun.

Erwähnt sei noch folgende beobachtete Tatsache. Die Zündung der Glimmlampe erfolgte nur, wenn, wie oben beschrieben, zunächst die Bogenlampe eingeschaltet und dann erst die Spannung an die Glimmlampe gelegt wurde. Die dazwischen liegende Zeit konnte sehr kurz sein. Eine Mindestdauer derselben war nicht festzustellen. Kehrte man jedoch die Reihenfolge des Vorgehens um, so trat eine Zündung niemals ein. Auf eine Erklärung dieser Tatsache soll an dieser Stelle noch nicht eingegangen werden.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1925.

(Eingegangen 12. Februar 1925.)

1) Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. 1922, S. 165.

Die *s*-Terme.

Von Felix Joachim v. Wiśniewski.

Hier werde ich zu zeigen versuchen, daß man für Elemente der ersten, zweiten, dritten und achten Vertikalreihe des periodischen Systems der Elemente, dem Energieniveau E_s, welcher dem Terme s des Bogenspektrums oder Funkenspektrums dieser Elemente entspricht, folgende Gestalt zuschreiben kann:

$$E_s = -\frac{N \cdot h}{[n + \beta + \sigma_p]^2},$$

wo $n = 1, 2, 3, 4 \ldots$ ist und σ_p den Korrektionsterm der Spektralterme p bezeichnet.

β eine Konstante ist, die gemein sein soll für alle Elemente derselben Vertikalreihe des periodischen Systems. Für verschiedene Vertikalreihen die Konstante β verschiedene Werte haben soll.

N und h bezeichnen die Rydbergsche und die Plancksche Konstante.

Daß die Behauptung relativ der Konstante β wirklich erfüllt ist, erhellt aus den unten stehenden Tabellen, wo das Prüfungsmaterial zusammengestellt ist.

Erste Vertikalreihe ($n = 1$).

Bogenspektrum.

Element	$\sqrt{\frac{13{,}53}{V_{ion}}} = n + \beta_I + \sigma_p$	σ_p	$n + \beta_I$	β_I
Na	1,624	0,119	1,50	0,50
K	1,81	0,29	1,52	0,52
Rb	1,80	0,32	1,48	0,48
Ce	1,848	0,335	1,515	0,513

Zweite Vertikalreihe ($n = 1$).

Bogenspektrum.

Element	$\sqrt{\frac{13{,}53}{V_{ion}}} = n + \beta_{II} + \sigma_p$	σ_p	$n + \beta$	β
	a)			
Mg	1,319	— 0,372	1,691	0,691
Ca	1,50	— 0,184	1,684	0,684
Sr	1,542	— 0,132	1,674	0,674
Ba	1,613	— 0,07	1,683	0,683
	b)			
Zn	1,203	— 0,407	1,61	0,61
Cd	1,228	— 0,384	1,612	0,612
Hg	1,142	— 0,460	1,602	0,602

Funkenspektrum ($n = 1$).

Element	$\sqrt{\frac{13{,}53}{V_{ion}}} = n + \beta + \sigma_p$	σ_p	$n + \beta$	β
Mg_1	1,902	0,269	1,633	0,633
Ca_1	2,14	0,496	1,644	0,644
Sr_1	2,220	0,594	1,626	0,626
Ba_1	2,332	0,696	1,636	0,636

Dritte Vertikalreihe ($n = 2$).

Bogenspektrum.

Element	$\sqrt{\frac{13{,}53}{V_{ion}}} = n + \beta + \sigma_p$	σ_p	$n + \beta$	β
Al	2,187	— 0,493	2,68	0,68
Ga	2,156	— 0,495	2,65	0,65
In	2,218	— 0,467	2,685	0,685
Th	2,196	— 0,508	2,704	0,704

Achte Vertikalreihe ($n = 1$).

Element	$\sqrt{\frac{13{,}53}{V_{ion}}} = n + \beta + \sigma_p$	σ_p	$n + \beta$	β
He	0,7298	0,065	0,6648	— 0,3352
Ne	0,793	0,106	0,687	— 0,313

Die Korrektionsterme σ_p der Spektralterme p sind nach der Formel

$$2 + \sigma_p = \sqrt{\frac{13{,}53}{V_{ion} - V_{Res}}}$$

berechnet, wo V_{ion} die Ionisationsspannung und V_{Res} die Resonanzspannung bezeichnen. Nur im Falle, für welche die Ionisation sowie Resonanzspannungen nicht besimmt sind, σ_p und $(n + \beta + \sigma_p)$ aus den Werten der Spektralterme berechnet sind.

Die numerischen Daten sind der „Konstanten der Atomphysik" von W. A. Roth und K. Scheel entnommen.

Wie man aus dieser Zusammenstellung schließen kann, ist die Konstanz von β für die Elemente jeder Vertikalreihe erfüllt, da die Abweichungen von Element zu Element sehr klein sind.

Im Mittel kann man der Konstanten β für jede der betrachteten Vertikalreihen folgende Werte zuschreiben:

Vertikalreihen.

	erste	zweite		dritte	achte
		Bogenspektrum		Funkenspektrum	
		a)	b)		
β	0,50	0,682	0,608	0,634	0,679	— 0,324

Da man das Energieniveau E_s auch in folgender Weise schreiben kann

$$E_s = -\frac{N \cdot h}{(n + \sigma_s)^2} \qquad (n = 1, 2 \ldots),$$

wo σ_s der Korrektionsterm der Spektralterme s ist, so haben wir für σ_s folgenden Ausdruck

$$\sigma_s = \beta + \sigma_p,$$

woraus folgt, daß die Differenz $(\sigma_s - \sigma_p)$ der s- und p-Korrektionsterme für die Elemente jeder Vertikalreihe konstant ist.

(Eingegangen 4. Februar 1925.)

Über ein Nomogramm zur Darstellung der Längen- und Zeitenverhältnisse in der speziellen Relativitätstheorie.

Von J. Dejmek.

Die vorliegende Mitteilung hat den Zweck, zu zeigen, wie die Nomographie[1]), die sich in letzter Zeit als selbständige Disziplin der angewandten Mathematik entwickelt hat, zur graphischen Darstellung der Längen- und Zeitenverhältnisse in der speziellen Relativitätstheorie verwendet werden kann. Es wird dabei eine Superposition zweier Netznomogramme[2]) verwendet, die dadurch miteinander zusammenhängen, daß die Parameter der superponierten Kurvenscharen aus einer Transformation hervorgehen.

1. Vorbemerkung. Es sei durch

$$F(z_1, z_2, z_3) = 0$$

eine funktionale Beziehung zwischen den drei Veränderlichen z_1, z_2, z_3 gegeben. $\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3$ sei ein zweites System dreier Veränderlichen. Der Übergang von den Veränderlichen z zu $\bar{z}$ werde vermittelt durch die Relationen

$$z_i = f_i(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3) \qquad (i = 1, 2, 3). \qquad (a)$$

Für $F_{123} = 0$ sei eine Disjunktion der Variablen gefunden, dargestellt durch die Gleichungen

$$z_i = \varphi_i(x, y). \qquad (b)$$

Vermöge der Transformation (a) gehe $F_{123} = 0$ über in $G(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3) = 0$. Mit (a) und (b) hat man nun gleichzeitig eine Disjunktion für $G_{123} = 0$ gegeben. Denn aus

$$z_i = f_i(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3) = \varphi_i(x, y)$$

folgt durch Auflösen der Gleichung nach $\bar{z}_i$

$$\bar{z}_i = \psi_i(x, y) \qquad (i = 1, 2, 3), \qquad (c)$$

welche drei Gleichungen eine Disjunktion der Variablen für $G_{123} = 0$ darstellen. Dieses Einbeziehen der Transformation (a) in die Disjunktion der Variablen erlangt eine gewisse Bedeutung in dem Falle, wo $F_{123} = 0$ gegenüber der Transformation (a) invariant ist, d. h. $F(z_1, z_2, z_3) = F(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3) = 0$ wird. Man

1) M. d'Ocagne, Traité de Nomographie, 2. Aufl., Paris 1921 u. R. Sorcau, Nomographie ou Traité des Abaques. 2 Bde; Paris 1921.

2) d'Ocagne hat für Netznomogramm die Bezeichnung abaque a entrecroisement.

könnte in diesem Falle $z_i = \varphi_i(x, y) = \bar{z}_i$ wählen, was einer Deckung der Nomogramme für $F(z_1, z_2, z_3) = 0$ und $\bar{F}(\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3) = 0$ gleichkommt. Wir beschränken aber die Freiheit in der Disjunktion der Variablen, indem wir eine Transformation mit in sie einbeziehen und es ergeben sich damit — und das ist wesentlich — zwei sich nicht deckende Nomogramme, welche jene Transformation implizite enthalten. Die beiden Nomogramme hängen derart zusammen, daß je zwei entsprechende Kurvenscharen $z_i = \varphi_i(x, y)$ und $\bar{z}_i = \psi_i(x, y)$ dadurch auseinander hervorgehen, daß die Parameter der Kurvenscharen der Transformation (a) unterworfen wurden.

2. Das Nomogramm. Indem wir uns nach dieser Vorbemerkung unserer eigentlichen nomographischen Darstellung zuwenden, bezeichnen wir mit den Wertequadrupeln z_1, z_2, z_3, t und $\bar{z}_1, \bar{z}_2, \bar{z}_3, \bar{t}$ Ort und Zeit eines Ereignisses in zwei Systemen K und $\bar{K}$, die sich mit der Geschwindigkeit v relativ zueinander bewegen. Die z_1-Achse und die $\bar{z}_1$-Achse mögen zusammenfallen, die z_2- und z_3-Achsen paarweise parallel sein. Dann wird der Übergang von dem einen System auf das andere vermittelt durch die Gleichungen der speziellen Lorentz-Transformation, die wir schreiben:

$$\left.\begin{aligned} z_1 &= \beta(\bar{z}_1 + \alpha c\bar{t}),\ ct = \beta(c\bar{t} + \alpha\bar{z}_1), \\ z_2 &= \bar{z}_2, z_3 = \bar{z}_3;\ \alpha = \frac{v}{c},\ \beta = 1 : \sqrt{1 - \alpha^2}. \end{aligned}\right| \quad (1)$$

Sie läßt die indefinite quadratische Form $z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 - c^2t^2$ invariant. Die Gleichung

$$z_1^2 + z_2^2 + z_3^2 - c^2t^2 = 0 \quad (2)$$

wird durch die Lorentz-Transformation in die Gleichung

$$\bar{z}_1^2 + \bar{z}_2^2 + \bar{z}_3^2 - c^2\bar{t}^2 = 0 \quad (3)$$

übergeführt. Gleichungen (2) und (3) sind der Ausdruck für die Lichtausbreitung in beiden Systemen.

Für unsere nomographische Darstellung erachten wir die Gleichungen (2) und (3) als Gleichungen zwischen vier Variablen. Es ist in vielen Fällen möglich, eine Gleichung mit vier Variablen $F(z_1, z_2, z_3, z_4) = 0$ in zwei Gleichungen mit drei Variablen $F_1(z_1, z_2, \zeta) = 0$ und $F_2(z_3, z_4, \zeta) = 0$ zu zerspalten, wenn man eine Hilfsvariable ζ einführt. Eine Elimination von ζ aus $F_1 = 0$ und $F_2 = 0$ muß auf die Gleichung $F = 0$ zurückführen. Diesem Verfahren entspricht in der nomographischen Darstellung eine Verkoppelung zweier Netznomogramme durch eine beiden gemeinsame Schar ζ. Die Schar ζ kann beliebig gewählt werden und unbeziffert bleiben. Überdies kann

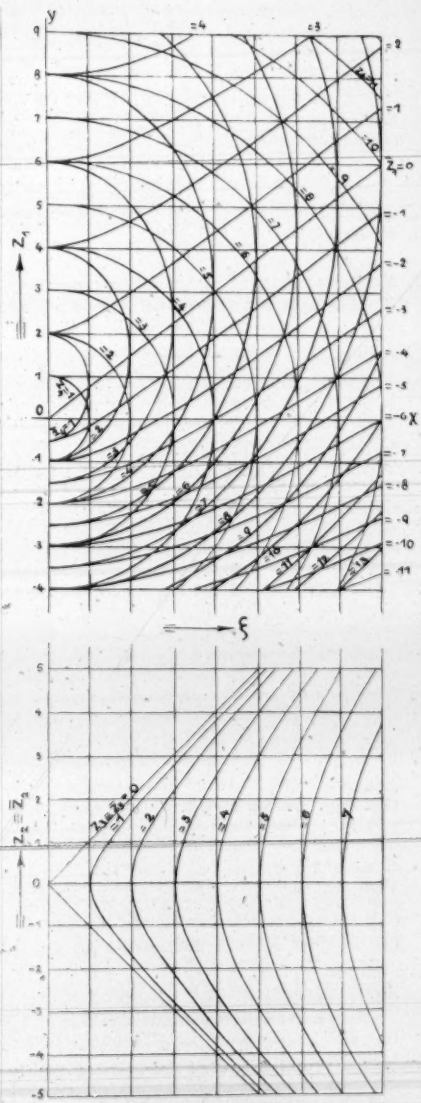


Fig. 1.

in jedem Teilnomogramm eine Schar beliebig gewählt werden, etwa reguläre Geradenscharen (vgl. Fig. 1).

Wir führen die „Lichtwege" $ct = z_4$ und $c\bar{t} = \bar{z}_4$ ein und zerfällen die Gleichung (2) durch Einführung der Hilfsveränderlichen ζ in die beiden Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} z_1^2 - z_4^2 + \zeta^2 &= 0, \\ z_2^2 + z_3^2 - \zeta^2 &= 0. \end{aligned}\right| \quad (4)$$

Für die erste der Gleichung (4) wählen wir die Disjunktion der Variablen

$$\zeta = x,\ z_1 = y, \text{ damit } x^2 + y^2 = z_4^2, \quad (5)$$

für die zweite

$$\zeta = x,\ z_2 = y, \text{ damit } x^2 - y^2 = z_3^2. \quad (5a)$$

Dadurch entstehen die beiden Teilnomogramme, die in Fig. 2 in dünner Strichstärke

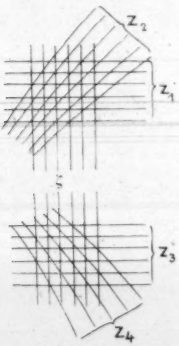


Fig. 2.

gezeichnet sind. Das Nomogramm für die Gleichung (3) würde sich bei derselben Disjunktion mit dem der Gleichung (2) decken und wir hätten nur nötig, die Bezeichnungen der einzelnen Kurvenscharen zu ergänzen. Unserer Vorbemerkung in 1. gemäß setzen wir aber $\beta(\bar{z}_1 + \alpha\bar{z}_4) = y$, $\beta(\bar{z}_4 + \alpha\bar{z}_1) = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\zeta = x$ für die obere Teiltafel und

$$\bar{z}_2 = y, \quad \bar{z}_3 = \sqrt{x^2 - y^2}, \quad \zeta = x$$

für die untere Teiltafel.

Aus einer einfachen Rechnung folgt dann für das Nomogramm der Gleichung (3) die Disjunktion der Variablen

$$\left.\begin{aligned} \bar{z}_1 &= \beta(y - \alpha\sqrt{x^2 + y^2}), \\ \bar{z}_4 &= \beta(\sqrt{x^2 + y^2} - \alpha y), \quad \zeta = x \end{aligned}\right| \quad (6)$$

für die obere Teiltafel und

$$\bar{z}_2 = y, \quad \bar{z}_3 = \sqrt{x^2 - y^2}, \quad \zeta = x \quad (6a)$$

für die untere Teiltafel. Beide durch die Disjunktionen (5), (5a) und (6), (6a) entstandenen Nomogramme sind in Fig. 2 superponiert. Die unteren Teiltafeln decken sich und man hat nur die Bezeichnung der einzelnen Kurvenscharen zu ergänzen. Wir schreiben noch die Gleichung (6) in der Form

$$\left.\begin{aligned} \alpha^2\beta^2 x^2 - y^2 + 2\beta\bar{z}_1 y - \bar{z}_1^2 &= 0 \\ \beta^2 x^2 + y^2 - 2\alpha\beta\bar{z}_4 y - \bar{z}_4^2 &= 0 \end{aligned}\right| \quad (6^*)$$

und erkennen in ihnen Gleichungen für Ellipsen- und Hyperbelscharen. Die Mittelpunkte der einzelnen Ellipsen und Hyperbeln liegen auf der y-Achse.

3. Anwendung des Nomogramms. In Fig. 2 ist ein Nomogramm für den speziellen Fall gezeichnet: $v = 180\,000$ km/sec^{-1} damit, wenn $c = 300\,000$ km/sec^{-1}, $\alpha = \frac{3}{5}$, $\beta = \frac{5}{4}$. Als Längeneinheit wurden 300 000 km gewählt, so daß die Bezifferungen der Kurvenscharen für z_4 bzw. $\bar{z}_4$ unmittelbar Sekunden anzeigen.

Das Nomogramm gestattet nun die verschiedenen bekannten Erscheinungen zu überblicken. In der Ebene, in der $z = \varphi(x, y)$ durch eine Kurvenschar dargestellt wird, gehört zu jedem Punkt mit den Koordinaten x, y eine durch ihn gehende Kurve mit der Bezifferung z. Diese Bemerkung verwenden wir, um die Längenverhältnisse und Uhrenstellungen in beiden Systemen angeben zu können. Geht durch einen Punkt des Nomogramms mit den Koordinaten x, y ein Kreis mit der Bezifferung z_4, so geht durch denselben Punkt der superponierten Nomogrammebene eine Ellipse mit der Bezifferung $\bar{z}_4$ ($\bar{z}_4 \neq z_4$). Man zeigt damit die bekannte Gangverlangsamung der bewegten Uhr gegenüber der ruhenden. Ebenso leicht übersieht man die Längenkontraktion. Unmittelbar überblickt man, daß zwei Ereignisse, welche in einem System gleichzeitig sind (im Nomogramm etwa auf einem Kreise liegen), im andern, relativ zu diesem System, bewegten Systeme, nicht mehr als gleichzeitig erscheinen, (d. h. im superponierten Nomogramm auf zwei verschiedenen Ellipsen liegen).

Brünn, Januar 1925.

(Eingegangen 27. Januar 1925.)

Neue Auswertung der Aufzeichnungen der Erdbebenwellen infolge der Explosion von Oppau.

Von B. Gutenberg.

Eine außergewöhnliche Gelegenheit zur Bestimmung der Geschwindigkeiten v_0 longitudinaler und v_0 transversaler Erdbebenwellen in den

Station	Δ km	Eintrittszeit von $\overline{P}$	$\overline{S}$	S_1S	Weitere Einsätze	Differenz bei $\overline{P}$	$\overline{S}$	S_1S
Heidelberg	251/2	$32^m\,17^s$	$32^m\,20^s$	$32^m\,49^s$	$32^m\,35^s$, $33^m\,28^s$	-1^s	-1^s	$+1^s$
Jugenheim	31	32 19	32 21	—	32 43 , 33 41	0	$-1\frac{1}{2}$	—
Durlach[1]	58	—	—	26^s[1]	4 , 43	—	—	-1^s
Feldberg[2]	78	32 28	32 40	32 51	33 02 , 20^s, 39^s, 59^s	$+1$	$+3$	$+3$
Hohenheim	117	32 34	32 50	33 04?	32 54 , $33^m\,13^s$?, 15^s?	$+1$	$+3$	$+2$?
Straßburg	111	32 34	32 50	33 04?	33 12?, 25^s?, $34^m\,13^s$	0	$+1$	$+2$?
Nördlingen	189	32 46½	—	33 20?	32 57 , $33^m\,05^s$, 26^s, 41^s	$+1$	—	0?
Ravensburg	230	32 55	33 25	—	33 17 , 42^s, 49^s?, $34^m\,20^s$	0	$+1\frac{1}{2}$	—
Zürich	239	32 56	33 28	—	33 50 , $34^m\,13^s$?	0	$+1\frac{1}{2}$	—
Göttingen[3]	262	[32 58?	⊥	—	33 15 , 43^s	-2?	—	—
		[33 00?				0?		
München	307	33 08[4]	33 44?	—	33 40 , 59^s, $34^m\,04^s$, 28^s, 51^s	0	-3?	—
De Bilt	364	33 19	—	34 09	33 32?, $34^m\,29^s$?	$+\frac{1}{2}$	—	$+\frac{1}{2}$

1) Ohne Zeitmarken. Angaben relativ zu $\overline{P}$. 2) Sicherheit der Zeitkorrektion $\pm 2^s$. 3) Aufzeichnung sehr fein, stellenweise Lücken. 4) $\overline{P}$ liegt vielleicht bis zu 2 Sek. früher; der erste erkennbare Einsatz liegt unmittelbar hinter einer Minutenlücke.

obersten Erdschichten bieten die Aufzeichnungen der Explosion von Oppau am 21. September 1921, $7^h\,7\frac{1}{2}{}^m$, da wir in diesem Falle die Herdkoordinaten ($\varphi = 49^0\,31'\,9''$, $\lambda = 8^0\,25'\,7\frac{1}{2}''$ nach C. Zeißig) genau kennen und der Herd in der Erdoberfläche liegt. Nachdem bereits mehrfach einzelne Einsätze benutzt wurden, sollen im folgenden nach neuen Ausmessungen aller verfügbaren Diagramme bzw. Kopien die Wellengeschwindigkeiten abgeleitet werden. In der Tabelle sind zunächst die Entfernungen Δ und die Eintrittszeiten $\overline{P}$ des ersten Einsatzes angegeben. Die Genauigkeit dürfte bei $\overline{P}$, abgesehen von 2), 3) und 4), $\pm 1^s$ betragen. Theoretisch müssen diese Einsätze auf einer schwach gegen die Zeitachse gekrümmten Kurve liegen (auch bei konstanter Geschwindigkeit im Erdinnern!), die in nächster Herdnähe angenähert die Form besitzt:

$$t = O + \frac{\Delta}{v_0} - \alpha\Delta^2.$$

Hierin sind O die Explosionszeit, t die Eintrittszeit von $\overline{P}$ in der Entfernung Δ, und α eine Konstante, die von der Änderung der Wellengeschwindigkeit in der Erdkruste abhängt. Es ergibt sich (bei Weglassen von 2), 3) und 4)):

$$O = 7^h\,32^m\,13{,}1^s \pm 0{,}4^s \text{ m. F.},$$
$$v_0 = 5{,}54 \pm 0{,}20 \text{ m. F. km/sec},$$
$$\alpha = 0{,}00000 \pm 0{,}00002 \text{ m. F.}$$

Zum Vergleich der übrigen Einsätze kann man nun die Laufzeitkurven benutzen, die A. Mohorovičić, der unsere Kenntnis über die Wellengeschwindigkeiten in den obersten Erdschichten in erster Linie erweitert hat, für die Herdtiefe o (und andere Herdtiefen) berechnet hat, leider aber bisher nur in wenigen Exemplaren handschriftlich vervielfältigen konnte. Für die Überlassung eines Exemplars sei ihm auch an dieser Stelle gedankt. Außer der direkten Transversalwelle $\overline{S}$ kommen bei den geringen Herddistanzen und Intensitäten nur Wellen in Frage, die an einer Unstetigkeitsfläche in 57 km Tiefe reflektiert wurden, und zwar scheint neben der Welle S_1S, die vor und nach der Reflexion transversal verlief, auch die Welle P_1S (mit einem longitudinalen, einem transversalen Teil) feststellbar zu sein, doch fehlen für letztere Laufzeitkurven. In der Tabelle sind nach $\overline{P}$ die Einsatzzeiten der direkten Transversalwelle $\overline{S}$, dann diejenigen der in 57 km Tiefe reflektierten Transversalwelle S_1S, ferner weitere Einsätze eingetragen, die zum Teil von anderen reflektierten Wellen herrühren. In den 3 letzten Spalten finden sich die Differenzen der drei zuerst stehenden Wellen gegenüber den von A. Mohorovičić berechneten Werten für die Herdtiefe o. Während die Einsatzzeiten von $\overline{P}$ innerhalb der Beobachtungsfehler übereinstimmen, trafen die beiden Transversalwellen etwas zu spät ein; ein Teil der Differenz ist natürlich durch die bei späteren Diagrammeinsätzen verringerte Sicherheit der Feststellung des Beginnes der betreffenden Wellengruppe zu setzen. An Stelle der Transversalwellengeschwindigkeit $v_0 = 3{,}25$ km/sec bei Mohorovičić ist vielleicht besser $v_0 = 3{,}20$ km/sec zu setzen; dann werden die Abweichungen in Zürich und Ravensburg bei $\overline{S}$ zu o. Jedenfalls ist $v_0 = 5{,}55 \pm 0{,}05$ km/sec (Fehler geschätzt) $v_0 = 3{,}20 \pm 0{,}05$ km/sec bei Zugrundelegung aller ausführlichen Bebenbearbeitungen für Mitteleuropa.

Aus der Geradlinigkeit der Kurven (vgl. α) ersieht man, daß die Geschwindigkeit der Wellen mit der Tiefe nicht viel zunehmen kann. Für $\alpha = 0{,}00002$ wäre in 57 km Tiefe v jedenfalls unter 6,0 km/sec. Als wahrscheinlichste Werte dürften aus allen Untersuchungen folgen:

$v_{57} = 5{,}7 \pm 0{,}2$ km/sec, $v_{57} = 3\frac{1}{2} \pm 0{,}2$ km/sec.

Unterhalb 57 km springt dann[1]) v auf

$$8{,}0 \pm 0{,}2 \text{ km/sec, } v \text{ auf } 4{,}3 \pm 0{,}2 \text{ km/sec.}$$

Unter Berücksichtigung der für Europa bekannten Oberflächendichte $\delta_0 = 2{,}75$ lassen sich nun die Koeffizienten k und μ der Inkompressibilität bzw. Righeit (Torsionsmodul) berechnen. Es ist

$$k = \delta\,(v^2 - \tfrac{4}{3}\,v^2) \qquad \mu = \delta\,v^2.$$

Für die Erdoberfläche ist demnach $k_0 = 4\frac{3}{4}$ bis $5 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm², $\mu_0 = 3 \cdot 10^{11}$ Dyn/cm²,

in 57 km Tiefe

$k_{57} = 5\frac{1}{2}$ ($\pm$ ca. $\frac{1}{2}$) $\cdot 10^{11}$; $\mu_{57} = 3\frac{1}{4} \cdot 10^{11}$ Dyn/cm².

Aus k läßt sich nun auch die Dichtezunahme δ^* in Proz. der Dichte pro 10 km Tiefenzunahme berechnen. Ist p_{10} der Druck in 10 km Tiefe, so ist (in C.G.S.)

$$\delta^* = \frac{100\,p_{10}}{k}, \quad p_{10} = \delta \cdot 0{,}981 \cdot 10^9 \text{ Dyn/cm}^2,$$

$$\delta^* = \text{ca. } \frac{\delta}{k} \cdot 10^{11} \text{ Proz. [C.G.S.]}.$$

Es ergibt sich unter Einsetzen der Werte für δ und k, daß in den obersten Schichten in Europa die Dichte um etwa 0,6 Proz. pro 10 km zunimmt (d. h. um 0,07 pro 40 km), falls keine Materialänderung eintritt und die Wirkung der Temperaturzunahme unberücksichtigt bleibt.

Zum Vergleiche dieser Werte mit den an solchen Gesteinen gefundenen, die am Aufbau der obersten Erdschichten besonders beteiligt sind, sei erwähnt, daß bei Laboratoriumsversuchen für

Quarz	$\delta = 2{,}6 - 2{,}7$	$k_0 = (3{,}0 \text{ bis } 3{,}7) \cdot 10^{11}$
	$k_{10000} = 4{,}3 \cdot 10^{11}$	$\mu = (2\frac{1}{2} \text{ bis } 3) \cdot 10^{11}$
Granit	$\delta = 2\frac{1}{2} - 3$	$k_0 = 4{,}5 \cdot 10^{11}$
	$k_{10000} = 5{,}4 \cdot 10^{11}$	

gefunden wurde. Die Werte k_{10000} gelten für einen Druck von 10000 Bar (1 Bar = 10^6 Dyn/cm²) nach E. D. Williamson[2]) entsprechend einer Tiefe von etwa 36 km im Erdinnern. Die Werte für Granit stimmen recht befriedigend mit den von uns aus den Erdbebenwellengeschwindigkeiten gefundenen überein.

1) Vgl. z. B. Physik. Zeitschr. **24**, 296, 1923.
2) E. D. Williamson, Journ. Franklin Inst. **193**, 491—513, 1922.

Darmstadt, 19. Januar 1925.

(Eingegangen 20. Januar 1925.)

Über den Zusammenhang zwischen Thermokräften und Raumgitter bei reinem Eisen.

(Vorgetragen auf der Gauversammlung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Göttingen am 8. Febr. 1925.)

Von A. Goetz.

In einer kürzlich veröffentlichten Untersuchung[1]) über das thermoelektrische Verhalten des reinen Eisens bei seinen Umwandlungspunkten stellte der Verfasser fest, daß die von Burgess[2]) gemessene Diskontinuität der Peltierwärme und damit von d (Thermokraft)/dT beim A_3-Punkt in der gleichen Weise nur spiegelbildlich beim A_4-Punkt wiederzufinden ist. Durch geeignete Versuchanordnung war es damals möglich, die verschiedenen Eisenmodifikationen direkt einander gegenüberzustellen. Es ergab sich dabei, daß das flächenzentrierte Eisen thermoelektrisch negativ gegenüber dem raumzentrierten ist, gleichgültig, welche körperzentrierte Modifikation (α/β oder δ-Eisen) dem γ-Eisen gegenüberstand.

Nach unserer bisherigen Kenntnis bietet sich im reinen Eisen die einzig vorhandene Möglichkeit, leitungs-, insbesondere thermoelektrische Vorgänge in ihrer Abhängigkeit von der Gitterstruktur zu untersuchen, da man durch die spiegelbildlichen Umwandlungen bei A_3 und A_4 den Einfluß der Umlagerung von dem der Temperatur auf diese Vorgänge zu trennen vermag. — Was bedeutet nun der Befund: „Das flächenzentrierte Gitter des Eisens ist thermoelektrisch negativ gegenüber dem körperzentrierten"? — Ohne sich für eine der bisherigen Hypothesen über den Mechanismus der Thermokräfte entscheiden zu wollen, kann als Tatsache hingestellt werden, daß aus einem vorläufig noch unbekannten Grunde der Übertritt von Elektronen an der heißen Lötstelle leichter von der positiven Komponente des Thermoelementes in die negative erfolgen muß als umgekehrt. Die hierdurch bedingte Verarmung an der alten Lötstelle der positiven Komponente und die Anreicherung an der negativen ist die Ursache der Potentialdifferenz. So kann man auch für den vorliegenden Fall sagen, daß unter gleichen sonstigen Verhältnissen (gleiche Atome, Energieinhalte usw.) und gleichem Temperaturintervall zwischen kalter und warmer Lötstelle die sich ergebende Thermokraft proportional ist der „Aufnahmefähigkeit" der negativen Komponente. —

Dieser Fall ist aber bei allotropen Modifikationen direkt nicht zu verwirklichen. Be-

1) Goetz, Phys. Zeitschr. **25**, 562, 1924 und Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 524, 1924.
2) Burgess, Bull. Bur. of Stand. **14**, 15, 1918.

kanntlich[1]) darf aus thermodynamischen Gründen zwischen zwei allotropen Modifikationen im Temperaturgleichgewicht kein Potential auftreten, eine Diskontinuität darf sich nur auf den Differentialquotienten erstrecken. Extrapoliert man aber den Verlauf der Thermokraft der einen Modifikation über ihren Umwandlungspunkt (T_0) hinaus und vergleicht die sich so ergebende Spannung bei der Temperatur $T = T_0 + t$ mit derjenigen, welche die bei T existierende Modifikation z. B. gegen ein neutrales Metall besitzt, so müssen sich die Spannungen wie die „Aufnahmefähigkeiten" verhalten. — Es erhebt sich nun die Frage, in welchem Sinn in diesem einfachsten Fall die „Aufnahmefähigkeit" nur durch die Gitterstruktur bedingt ist. In der zitierten Arbeit wurde ein Zusammenhang mit der Dichte im Sinne des spez. Gewichtes postuliert. Diese Auffassung ist ebenso wie die dort aufgeführte Dichtebestimmung aus Atomzahl im Elementarwürfel und dessen Inhalt unrichtig. Es wurde nämlich der Schluß gezogen, daß das flächenzentrierte Gitter weniger dicht sei als das raumzentrierte. Die fortgesetzte Untersuchung ergab aber eine erhebliche Kontraktion bei A_3, welche auch aus den von Westgren und Phragmén[2]) röntgenographisch festgestellten Kantenlängen der Elementarkuben hervorgeht[3]). Die ausgezogene Kurve in Fig. 1 stellt die Längenänderung, die gestrichelte den spezifischen Widerstand als Funktion der Temperatur dar. Die Größe der kubischen Kontraktion beträgt etwa 1,2 Proz. —

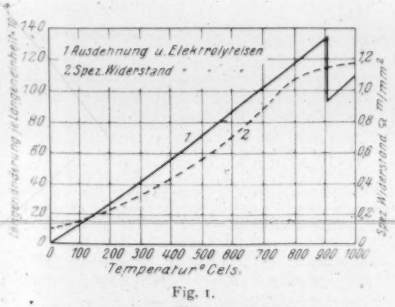


Fig. 1.

Aus den Gitterkonstanten ergibt sich die Vergrößerung der Dichte folgendermaßen: Es gehören zu dem Elementarbereich des raumzentrierten Kubus: 8/8 + 1 Atom, d. h. zwei Atome, zum Bereich des flächenzentrierten Kubus: 8/8 + 6/2 Atome, d. h. vier Atome. Nach Westgren und Phragmén (l. c.) und Ewald[1]) ist die Kantenlänge bei 900° C = 2,90 Å für das raumzentrierte und 3,59 Å für das flächenzentrierte Eisen. Die entsprechenden Inhalte sind also 24,39 Å³ bzw. 46,26 Å³. Da sich nun die doppelte Zahl Atome auf nicht ganz den doppelten Flächeninhalt verteilt, so ist die Kontraktion qualitativ gedeutet. (Hiernach dürfte die Kontraktion aber nur 0,63 Proz. betragen.) —

Wenn nun trotz größerer Dichte die „Aufnahmefähigkeit" für Elektronen bei γ-Eisen kleiner ist, so muß diese Eigenschaft von anderen Bedingungen abhängen. — Im Folgenden soll daher eine Deutung dieses Befundes gebracht werden, deren Rechtfertigung in einer unerwartet guten quantitativen Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der Röntgendiagramme und den thermoelektrischen Messungen einerseits und in qualitativer Hinsicht mit den Dilatationsmessungen und Kompressionsmessungen andererseits besteht. Die Betrachtung schließt sich an eine Bemerkung von Bohr[2]), nach welcher für den Verlauf der thermoelektrischen Vorgänge die Variationen der Kraftfelder der Atome maßgebend sind. (Von derselben Bemerkung ausgehend sind bekanntlich die thermoelektrischen Theorien von Borelius[3]) insbesondere für den Thomsoneffekt entstanden.)

Es sei nun angenommen, daß im kubischen Gitter das Kraftfeld eines Atoms Kugelform habe, d. h. daß der geometrische Ort für Punkte gleichen elektrodynamischen Potentials (z. B. die Umkehrpunkte des um seinen Ort im Gitter schwingenden Atoms) eine Kugelschale sei, deren Mittelpunkt der entsprechende Gitterpunkt ist. Im Elementarbereich wird so ein gewisser Raum von solchen kugelförmigen Kraftfeldern ausgefüllt, die den Eintritt der Elektronen beeinflussen. Diese Eintrittstörung ist also groß in dem von Kraftfeldern erfüllten Raum, gering in dem übrigbleibenden Raum. Es sei hierbei bemerkt, daß diese Darstellung nur eine grobe Annäherung für den örtlichen Verlauf der Wahrscheinlichkeit des Elektroneneintritts ist, daß die Kugelschale um das Atom nur den Ausdruck für einen Schwellenwert der vom Atom ausgehenden Störkräfte bedeutet. — Dieser von Kraftfeldern nicht erfüllte Raum

1) z. B. Tamann, Metallographie, Leipzig 1923, S. 62.

2) Westgren und Phragmén, Zeitschr. f. Phys. Chem. 102, 1, 1922.

3) Fast gleichzeitig wurde ich von Herrn Stäblein-Essen auf diese Unrichtigkeit liebenswürdigerweise aufmerksam gemacht, bei welcher Gelegenheit er mir das Diagramm (Fig. 1) zur Verfügung stellte, wofür ich ihm auch an dieser Stelle verbindlichst danke.

1) Ewald, Kristalle und Röntgenstrahlen, Berlin, 1923, S. 295.

2) N. Bohr, Diss. Kopenhagen, 1911.

3) Borelius, Ann. d. Phys. 57, 231, 1918 u. An.

im Elementarbereich werde nun als Maß für die „Aufnahmefähigkeit" genommen und hierdurch die Größe des negativen thermoelektrischen Potentials bestimmt. Da sich der „freie Raum" im Elementarbereich aus der Differenz des Inhaltes des Elementarkubus und der Summen der zum Elementarbereich gehörigen Kraftfeldinhalte ergibt, so erfordert die Berechnung dieser Differenz eine Annahme über die Größen der Kugelradien in beiden Modifikationen. Da nach der oben gegebenen Definition der Kugeln, deren Radien nur ein Maß für die Größe von Schwellenwerten der störenden Kraftfelder bedeuten, über deren Größe nichts bekannt ist, so kann ohne Willkür keine Aussage gemacht werden. Plausibel könnte allerdings die Annahme dargestellt werden, daß diese Radien eine vor allen sonst denkbaren Größen ausgezeichnete Ausdehnung haben: die Hälfte des kleinsten im Gitter jeweils möglichen Atomabstandes. Für diesen Fall würden sich die Kugeln in genau symmetrisch zueinander liegenden Punkten berühren, während ein Überschneiden der Kraftfelder der einzelnen Atome unwahrscheinlich erscheint.

Von dieser Annahme soll aber vorläufig abgesehen und die Berechnung für alle möglichen Größen der Radien durchgeführt werden. — Der kleinste Atomabstand beim raum- und flächenzentrierten Gitter errechnet sich, wie folgt: Bedeuten a_r und a_f die entsprechenden Kantenlängen (s. o.) der Kuben, so ist bei 900° der kleinste Atomabstand

raumzentriert:

$$0{,}5 \cdot a_r \cdot \sqrt{3} = 2{,}90/2 \cdot 1{,}732 = 2{,}512 \text{ Å}$$

flächenzentriert:

$$0{,}5 \cdot a_f \cdot \sqrt{2} = 3{,}59/2 \cdot 1{,}414 = 2{,}539 \text{ Å}.$$

Hieraus ergibt sich die bemerkenswerte Tatsache, daß der kleinste Atomabstand in beiden Modifikationen bei der gleichen Temperatur bis 1,04 Proz. derselbe ist, obgleich die Meßgenauigkeit der Röntgendiagramme etwa 1,8 Proz. beträgt. Es liegt daher die Annahme nahe, daß bei der Umwandlung der kleinste Atomabstand derselbe bleibt. Für die hier gebrauchte Vorstellung heißt das, daß die Größe der Kraftfelder dieselbe geblieben ist, die Kugeln also gleiche Radien haben. Trotzdem soll aber bei der Berechnung der Kugelinhalte dieser kleine Unterschied in Rechnung gesetzt werden. —

Die Änderung des freien Raumes beim Übergang vom raumzentrierten Gitter in das flächenzentrierte ergibt sich im Sinne des oben Gesagten durch:

$$\alpha = (\Phi - P)/P \qquad (1)$$

wo Φ den „freien Raum" im flächenzentrierten, P den im körperzentrierten bedeutet. Ist F die Kantenlänge des flächenzentrierten, R die des raumzentrierten Eisengitters bei 900° C und c eine Konstante, welche angibt, um wieviel größer oder kleiner der Radius der Kraftfelder ist als die Hälfte des jeweils möglichen kleinsten Atomabstandes, so ergibt sich:

$$\Phi = F^3 - 4 \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot (c \cdot F/4 \cdot \sqrt{2})^3 \qquad (2a)$$

$$P = R^3 - 2 \cdot 4/3 \cdot \pi \cdot (c \cdot R/4 \cdot \sqrt{3})^3. \qquad (2b)$$

Das ergibt in (1) eingesetzt:

$$\alpha = \frac{F^3 - \pi/12 \cdot (c^3 F^3 \cdot \sqrt{2})}{R^3 - \pi/8 \cdot (c^3 R^3 \cdot \sqrt{3})} - 1 \qquad (3)$$

oder einfacher:

$$\alpha = \frac{F^3 (1 - c^3 \pi/4{,}244)}{R^3 (1 - c^3 \pi/4{,}62)} - 1 \qquad (3a)$$

Werden nun die oben angegebenen Werte für F und R in (3a) eingesetzt und α als Funktion von c dargestellt, so ergibt sich der Verlauf der Änderung der „freien Räume" bei der Umwandlung in Abhängigkeit von der Größe der Radien der kugelförmig angenommenen Kraftfelder, der in Fig. 2 gezeichnet ist.

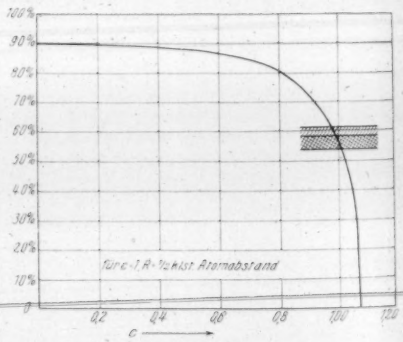


Fig. 2.

Wie aus (2) hervorgeht ist für $c = 1$ der Radius gleich der Hälfte des kleinsten Atomabstandes. —

Fig. 3 zeigt den Verlauf der Integralkurve der von Burgess (l. c.) gemessenen Differentialkurve für die dem A_3-Punkt benachbarten Temperaturwerte. Die sich durch die punktiert angedeutete Extrapolation ergebenden Werte der Thermokraftänderung betragen in dem angenommenen Intervall:

$$(AC - AB)/AC = 18/33 = 54{,}6 \text{ Proz.}$$

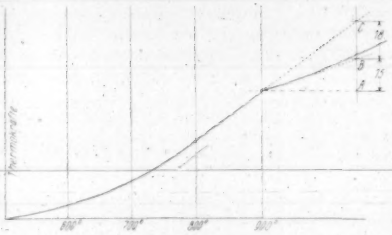


Fig. 3.

Die vom Verfasser unter anderen Bedingungen (l. c.) gemessenen Werte bewegen sich zwischen 56 und 61 Proz.

Dieser Bereich ist in Fig. 2 durch den schraffierten Streifen gekennzeichnet und deutet darauf hin, daß die gesuchte Beziehung mit großer Genauigkeit quantitativ mit dem experimentellen Befund übereinstimmt, sobald für die Radien der Kraftfelder man den von vorneherein wahrscheinlichst erscheinenden Wert — den halben kleinsten Atomabstand — einsetzt. Hierzu sei noch bemerkt, daß der steile Abfall der Kurve bei $c = 1$ es unwahrscheinlich macht, daß auch bei geringerer Genauigkeit der verwendeten Meßresultate als angenommen diese Übereinstimmung ein Zufallsresultat ist.

Die entwickelte Anschauung erhält außerdem eine qualitative Stütze durch das in der früheren Arbeit erläuterte thermoelektrische Verhalten des Eisens bei elastischer Dilatation und Kompression. In diesen Fällen wird nach den bestehenden Vorstellungen der Rauminhalt des Elementarkubus gewaltsam vergrößert oder verkleinert. Auch in diesem Fall wird durch Vergrößerung des Rauminhaltes der Kuben der „freie Raum" vergrößert und umgekehrt. Es muß also im gleichen Temperaturintervall zwischen kalter und warmer Lötstelle gedehntes Eisen thermoelektrisch negativ, komprimiertes thermoelektrisch positiv gegenüber unbeanspruchtem Eisen werden. Diese Forderung entspricht den Versuchsergebnissen von Bachmetjew und Wagner und Hörig (l. c.). —

Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß die verwendete Vorstellung nur eine sehr grobe Annäherung an den wirklichen Verlauf der Vorgänge im Innern des Gitters sein kann. Die quantitative Übereinstimmung mit den Versuchsresultaten deutet aber daraufhin, daß der wirkliche Vorgang sich in sehr ähnlicher Weise abspielen muß.

Es könnte nun die Frage aufgeworfen werden, warum gerade nur diejenigen Vorgänge Berücksichtigung finden können, welche sich zwischen je einem Elementarkubus der einen und einem der anderen Modifikation abspielen, während doch zweifellos mehrere raumzentrierte Kuben an einen flächenzentrierten stoßen. Dem wird entgegengehalten, daß nur dann der günstige Fall für störungsfreien Eintritt von Elektronen von einem Gitter in das andere an der warmen Lötstelle gegeben ist, wenn die aneinanderstoßenden ungleichartigen Elementarkuben eine bestimmte Lage zueinander haben. Jede andere Stelle erschwert den Eintritt, so daß bei statistischer Betrachtung aller möglichen mehr oder minder günstigen Lagen sich ergibt, daß die resultierende Störungsfreiheit des Elektroneneintritts aus allen raumzentrierten Kuben in alle flächenzentrierten an der Stoßstelle angenähert so groß ist, wie wenn sich je ein raumzentrierter Elementarbereich je einem flächenzentrierten in der günstigsten Lage — der raumsymmetrischen — gegenüberstünde. Übereinstimmend damit wurde auch bei allen thermoelektrischen Untersuchungen, welche mit kompensierenden Meßmethoden ausgeführt wurden (wo also der Leitungswiderstand ausfällt, da die Messungen annähernd stromlos ausgeführt werden) keine nennenswerte Änderung der Thermokräfte durch Umlagerungen und Korngrößenänderungen der Kristallite festgestellt. Wäre das nämlich nicht der Fall, so könnte man niemals reproduzierbare Thermospannungen erhalten.) Das besagt also, daß sich bei allen möglichen Lagen der

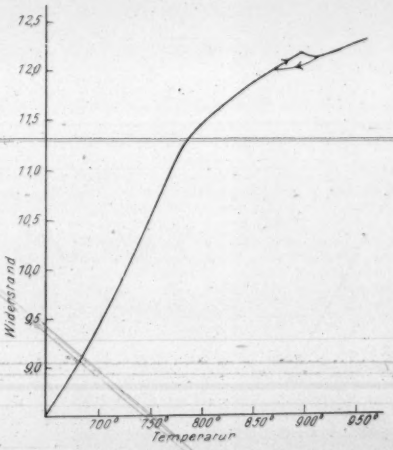


Fig. 4.

Gitter zueinander an der Stoßstelle praktisch ein und derselbe Mittelwert einstellt, welcher entsprechend der obigen Darstellung dieser „günstigsten Lage" entspricht. —

Der spezifische Widerstand des Eisens erfährt nach Burgess und Kellberg[1]) (Fig. 4) eine geringfügige Diskontinuität beim A_3-Punkt. Außerdem ist die Umwandlung mit einer Richtungsänderung verknüpft. Wie die Stäbleinsche Messung (Fig. 1 punktierte Kurve) zeigt, ist bei seinen Messungen diese Diskontinuität nicht gefunden worden, ein Umstand, der mit ihrer sehr geringen Größe dafür spricht, daß sie nur durch die plötzlich auftretende Kontraktion verursacht ist. Dieser immerhin unerwartete Befund steht vielleicht im Zusammenhang mit der oben besprochenen Tatsache, daß der Atomabstand in beiden Gittern derselbe bleibt, treten doch Diskontinuitäten des Widerstandes in anderen Fällen immer dort auf, wo sich der Atomabstand plötzlich ändert (z. B. im Schmelzpunkt).

Es sei noch auf das magnetische Verhalten des Eisens bei seinen Umwandlungspunkten hingewiesen. Die aus der Arbeit von Weiß und Foëx[1]) in der früheren Veröffentlichung reproduzierte Suszeptibilitätskurve ist insofern zu berichtigen, als die Ordinatenbezeichnung die reziproke Suszeptibilität statt der Suszeptibilität darstellt[2]). Die Parallelität zwischen Thermokraft und magnetischer Durchlaßfähigkeit ist also dahin zu berichtigen, daß das Gebiet der gesteigerten magnetischen Aufnahmefähigkeit — der flächenzentrierte Bereich — durch eine bedeutend kleinere magnetische Suszeptibilität ausgezeichnet ist. —

Ebenso sei der in der vorhergegangenen Veröffentlichung geäußerte Hinweis auf das glühelektrische Verhalten dahin ergänzt, daß — wie zu erwarten — dasjenige Eisengitter, das im thermoelektrischen Sinne meist Elektronen zu fassen vermag, im Sinne der Richardsonschen Gleichung eine größere Zahl „freier Elektronen" besitzt[3]). —

1) Burgess und Kellberg, Bull. Bur. of Stand. 11, 457, 1914.

1) Weiß und Foëx, Arch. des Sciences Phys. et Nat. (IV), 31, 92, 1911.

2) Auf diesen durch einen Druckfehler in der Originalabhandlung verursachten Irrtum wurde ich ebenfalls durch Herrn Stäblein aufmerksam gemacht.

3) Goetz, Phys. Zeitschr. 24, 777, 1923.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität der Universität.

(Eingegangen 19. Februar 1925.)

BESPRECHUNGEN.

H. Kleinert, Die Prüfungsmöglichkeiten der Einsteinschen Relativitätstheorie. Allgemein verständliche und zusammenfassende Darstellung. 8°. 61 S. Mit 10 Abb. Bern und Leipzig, Ernst Bircher A.-G. 1923. Preis M. 2.55.

Im ersten Kapitel wird das Problem der Lichtstrahlablenkung im Schwerkraftfelde erörtert und die Ergebnisse der beiden Sonnenfinsternisexpeditionen von 1919 durchdiskutiert.

Das zweite Kapitel behandelt die Perihelbewegung der vier inneren Planeten. Die älteren, auf Hilfshypothesen gegründeten Theorien zur Erklärung des Restgliedes der Merkurperihelbewegung werden der Einsteinschen Erklärung gegenübergestellt. Es wird darauf hingewiesen, daß die Frage der Perihelbewegung für Venus, Erde und Mars empirisch und theoretisch noch nicht geklärt sei. Drittes Kapitel: Rotverschiebung. Nach Aufzählung der störenden Einflüsse: Dopplereffekt, Druckeffekt und Randeffekt werden die Messungsergebnisse von Schwarzschild, St. John (von 1917) Grebe und Bachem, Evershed und Royds besprochen. Die Darstellung ist sachlich und objektiv. Unrichtig ist der auf Seite 11 angegebene numerische Wert des relativistischen Korrektionsgliedes für die Erdbewegung und die Behauptung, daß der negative Ausfall des Michelsonversuches auf die Kleinheit dieses Gliedes zurückzuführen sei.

Thirring.

Tagesereignisse.

Bei der unterzeichneten Sternwarte befindet sich noch eine Reihe von Exemplaren der Schrift von Hansen, „Ermittlung der absoluten Störungen in Ellipsen von beliebiger Exzentrizität und Neigung" (1843), in welcher beim Störungsproblem zum ersten Male Entwicklungen nach Potenzen der Exzentrizität und der Neigung der Bahn vermieden sind.

Institute, welche die Schrift früher nicht erhalten haben, und Personen, die sie zu besitzen wünschen, wollen sich vormerken lassen bei der

Sternwarte Gotha.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der a. o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Andreas v. Antropoff zum ord. Professor für physikalische Chemie an der Universität Bonn, der Ober-Ingenieur bei der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in Berlin Dr. Abraham Esau zum etatsmäßigen a. o. Professor für technische Physik an der Universität Jena, H. N. Calderwood jr. zum assistant Professor für allgemeine Chemie an der Universität Wisconsin, Professor Arrigo Mazurrhelli zum Professor für allgemeine Chemie an der Universität Messina.

Gestorben: Der Professor emer. für Chemie und Toxikologie an der Universität Pennsylvanien Dr. John Marshall in Philadelphia.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

MAX KOHL A.G.

Physikalische Apparate

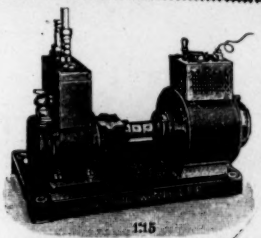
Mechanisch-Technische Lehrmodelle
Gaserzeugungs-Apparate
Spektrometer ✳ Stimmgabeln
Oelluftpumpen ✳ Funkeninduktoren
Gleitwiderstände ✳ Projektionsapparate
Experimentier-Schalttafeln
Laboratorienmöbel

Max Kohl A.-G. Chemnitz 4

Gründungsjahr 1876

Der Kauf von physikalischen Apparaten ist Vertrauenssache!

Pfeiffer's



Rot. Kammer-Öl-Luftpumpe D.R.P.

Hochvakuum-Pumpen, Vakua bis $^1/_{1\,000\,000}$ mm Hg.
Saugleistung bis 120 cbm per Stunde

Photometer aller Systeme

Öl-Prüfapparate, Schnellviskosimeter usw.

Funken-Induktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Oscillographen

Quecksilber-Dampfstrahlpumpe
ganz aus Stahl D. R. P. angem.

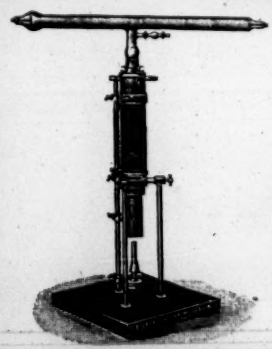
15 Liter bis zum Aussetzen jeder Entladung in 10 Sek. vom Vorvakuum ab.

Listen von Abt. H anfordern.

Vgl. Techn. Physik, 1922, Heft 12. Phys. Ztschr. 1922, pag. 463.

Arthur Pfeiffer
Wetzlar 8
Telegr. Vakupfeif. — Tel. 85 u. 86.

Neue Hochvakuum-Diffusions-Pumpe aus Metall
nach Prof. Gaede
D.R.P. und Auslandspatente



$^1/_{10}$ nat. Gr.

Saugleistung: 15 Liter per Sek.
Vorvakuum: 20 mm
„Vergl. Zeitschrift für Technische Physik, Jahrg. 1923, Nr. 10"

Alleinige Hersteller

E. Leybold's Nachfolger A.-G.
Köln a/Rhein, Brüderstr. 7

Sonderliste auf Wunsch

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.